

UNIVERSITÉ DE NICE SOPHIA ANTIPOLIS
UFR Sciences

École Doctorale de "Sciences Fondamentales et Appliquées"

THÈSE

pour obtenir le titre de Docteur en Sciences de l'Université de Nice Sophia Antipolis

Spécialité : Sciences de l'Univers

présentée par

Tatyana SADIBEKOVA

TITRE

**CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DES SITES ASTRONOMIQUES PAR
MODÉLISATION ET EXPÉRIMENTATION *in situ* :
APPLICATION AUX SITES DE LA SILLA ET DU DÔME C POUR LES
TELESCOPES GÉANTS DU FUTUR**

Soutenue à Nice, le 10 Septembre 2007

Jury :

Rapporteurs : *Casiana Muñoz - Tuñón*
Sergio Ortolani

Examineurs : *Eric Fossat* - directeur de thèse
Jean Vernin - directeur de thèse
Marc Sarazin
Miska LeLouarn
Hubert Gallée

Membres invités : *Merieme Chadid*
Shuhrat Ehgamberdiev

Remerciements

Si je suis maintenant ici, en train de finir ce manuscrit qui résume le travail scientifique auquel je m'implique entièrement pendant toutes ces années de ma thèse, c'est parce que j'ai bénéficié du soutien de mes proches, mes amis, mes collègues et beaucoup d'autres gens qui ont participé directement ou non à ce parcours et que je tiens beaucoup à remercier ...

Mais avant tout je veux remercier ma famille - mon père, ma mère et mon petit frère. Jamais je n'aurais pu réaliser cette recherche doctorale sans leur patience et énorme soutien moral pendant les moments difficiles pour moi. Etant même très loin ils m'accordent toujours toute leur attention et l'amour qui ont été ma source et ma force - "...C'est en allant vers la mer que le fleuve reste fidèle à sa source. (Jean Jaurès) "

" Les maîtres d'école sont des jardiniers en intelligences humaines. (Victor Hugo, Faits et croyances) " Ici, je tiens beaucoup à remercier mes deux directeurs Éric Fossat et Jean Vernin dont leur importance est inestimable pour moi et pour qui j'ai toujours eu un profond respect. Alors, je vous dis mon grand merci ! Merci de partager votre expérience, merci pour nos discussions scientifiques et tout simplement vitales, merci d'être bons pédagogues, merci d'être toujours objectifs et sincères avec moi. Merci pour votre humanisme et votre compréhension. Merci pour votre patience vis-à-vis de moi du début jusqu'à la fin de notre travail ensemble, pardon, je n'étais pas toujours facile. Merci à vous de m'accorder cette chance de me réaliser comme scientifique, merci pour votre confiance.

" La vie est un tourbillon dont les lignes s'agrandissent toujours. (Réjean Bonenfant), Un amour de papier) " Je remercie Marc Sarazin, avec qui j'ai eu l'honneur et le plaisir de travailler. Je tiens beaucoup à cette collaboration qui m'a permis de travailler dans les plus connus observatoires sur la Terre, Paranal et La Silla au Chili dans le cadre de mon contrat à l'ESO. Vous m'avez appris beaucoup des choses importantes qui me serviront dans toute ma vie - le sens d'organisation, la discipline et la responsabilité dans le travail, le respect, l'amitié et le partage dans la vie. Merci !

" Qui juge lentement juge sûrement. (Sophocle, Oedipe Roi) " Je tiens beaucoup à remercier tous les membres de mon jury, dont certains se sont déplacés de très loin. Je remercie particulièrement Dr. Munoz-Tunon et Prof. Ortolani d'avoir accepté d'être mes rapporteurs. Je veux remercier H. Gallée qui n'a pas pu venir à ma soutenance mais qui m'a envoyé son rapport avec les suggestions et les corrections très utiles. Je tiens à remercier, particulièrement, Merieme Chadid qui n'était pas seulement une bonne collègue mais aussi une très bonne amie que j'aime beaucoup pour sa bonne humeur et son sourire. Je veux remercier également Miska Lelouarn avec qui j'ai eu aussi plaisir de travailler et chez qui j'ai apprécié beaucoup son partage de l'expérience et la maîtrise très professionnelle. Je tiens beaucoup à remercier Dr. Ehgamberdiev ou tout simplement Shuhrat aka qui est le directeur de l'Institut Astronomique de Tashkent où j'ai débuté ma carrière astronomique et travaillé pendant six ans en tant que chercheur-junior avant de commencer ma thèse à l'Université de Nice Sophia-Antipolis.

Je souhaite également faire part de toute ma gratitude à l'Université de Nice Sophia-Antipolis, l'École Doctorale et tout le collectif pédagogique du DEA Astrophysique avec l'ancien directeur Albert Bijaoui.

" Cette voûte céleste sous laquelle nous errons, je la compare à une lanterne magique dont le soleil est la lampe. Et le monde est le rideau où passent nos images. (Omar Khayyam) " Je tiens beaucoup à remercier le directeur Farrokh Vakili de m'avoir accueillie au sein de son laboratoire, pour sa précieuse aide tout au long de mon séjour au LUAN. Merci à tous les membres du

Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice (LUAN) pour leur accueil chaleureux et amical dont plusieurs sont devenus mes amis. Je remercie ma gentille Jocelyne Bettini, avec qui j'ai fait connaissance encore lorsque j'étais en DEA qui m'a souvent soutenue pendant mon séjour au laboratoire. Je veux remercier également Valérie Cheron qui m'a accordé souvent son précieux temps pour tous les papiers administratifs quand j'en avais besoin. Je n'oublierai pas non plus la sympathie de Gérard Biancheri avec ses blagues parfois un peu trop ... mais qui font rire tout le monde. Avec les petits frissons ;-), je tiens à dire merci à Marie-Claude Pophillat, la personne exceptionnelle avec une synthèse aléatoire et incroyable des principes commandos et de l'âme maternelle.

Pour votre collaboration, je veux remercier toute l'équipe d'Optique Atmosphérique avec qui j'ai eu la chance de travailler et participer ensemble dans les missions. En particulier, grand merci à Hervé Trinquet qui pendant les années de ma thèse m'a beaucoup aidé dans mon étude et avec qui j'ai établi de très bonnes relations professionnelles et amicales. Je tiens beaucoup à remercier cher Max Azouit, qui actuellement profite à 100% de sa retraite laquelle il mérite à 200%. Je le remercie pour sa contribution dans mon travail qui m'a permis de réaliser ma mission scientifique au Dôme C en Antarctique. Je veux remercier un gentil Karim Agabi qui est en ce moment entièrement antarctisé avec qui j'ai passé ma première mission à Concordia pour préparer son premier hivernage. Merci aussi à génial Eric Aristidi, mon collaborateur et collègue antarctique ! Merci à tous les missionnaires français et italiens de la campagne d'été 2004/2005, que je n'oublierai jamais. Toute ma gratitude aux deux éléphants sur qui se base la science antarctique à Concordia - IPEV et PNRA, grâce à qui j'ai pu effectuer mon voyage au bout du monde et participer au développement de la science astronomique en Antarctique. Je tiens à remercier très particulièrement Christophe Genthon et Gérard Krinner du Laboratoire de Glaciologie et Géophysique d'Environnement de l'Université de Grenoble avec qui j'ai eu une collaboration très intéressante et productive dont j'ai inclus les résultats dans le deuxième chapitre de ma thèse.

De tout mon cœur, je tiens à remercier tout un collectif de personnel de l'Institut Astronomique à Tachkent et de l'Observatoire Maidanak en Ouzbékistan avec qui j'ai vécu et travaillé pendant six ans depuis 1996 et qui ont été ma première famille scientifique.

Je serai toujours reconnaissante en l'équipe de l'Observatoire Astrophysique de Kharkov en Ukraine sous la direction du professeur Dudinov Vladimir Nikolaevich, avec qui j'ai travaillé à Maidanak et qui a partagé avec moi ses connaissances, expérience et grâce à qui j'ai pu retrouver ma motivation de poursuivre la recherche qui me guide toujours dans mes exploits.

Merci exceptionnel à Ghislaine Rodriguez du service international du CROUS Nice-Toulon qui en restant très professionnelle était toujours très gentille et aimable avec moi, merci pour tout.

Je veux remercier beaucoup ma cousine Jamilya et son mari Thierry qui sont ma famille ici en France pour leur gentillesse, générosité et amitié.

Je sais qu'il est impossible de parler de tout le monde dont la contribution est importante pour moi, pour ça il faudrait écrire une nouvelle thèse mais je veux essayer quand même de me rappeler de tous mes amis. Je veux juste dire que toutes ces personnes pendant tout ce temps m'ont rendue souvent joyeuse, heureuse et parfois aussi malheureuse, mais je sais que c'est pour mon bien et ce n'est pas vraiment grave, avec qui je ne me suis jamais sentie seule et qui ont été toujours là pour moi dans n'importe quelles circonstances dont les noms sont gravés à jamais dans mon cœur !

**Rosa, Nadya, Olga B., Vassilica, Natalia T.,
Ferousa, Rano & Xavier, Lilia, Venya, Abbas & Lena, Anastasiya,
Benjamin, Shukur, Sasha, Oleg, Dima, Gulya, Nelya & Jean-Pierre, Hursana,
Evelina G., Olga V., Olga E., Serega P., Zheleznyak, Senelnikov, Konichek,
Dilbar, Kostya, Babaï, Otabek, Sveta & Vadim, Larissa, Lyudmila-Malvina,
Nassim, Adil, Yassin, Fidan, Elena, Assal, Gulinosa, Tamila, Mario &
Georgette, Colette & Jacques, Ghislaine & Philippe, Fabien, Olivier D.,
Olivier L., Jean-Luc, Tristan, Fabrice, Nicolas, Adrian, Alexis,
Cédric, Bruno, Fatme, Géraldine, Guillaume & Virginie,
Guillaume & Elsa, Pierre-Marie, Mokrane, Wassila,
Florentin & Lucie, Isa, Catherine, Richard, Sylvie,
Jérôme M., Patrick, Mélanie, Eldeline, Marwan,
Slobodan, Thierry, Gabrielle, Claudine & Gilles,
Anna R., Fanny, Nathalia & Jérôme,
Isou, Philipe, Florence,
Gerardo, Aglae,**

Merci pour vous ... parce que je vous aime tous !

La meilleure façon d'être est d'accomplir ...

Table des matières

Introduction	1
---------------------	----------

Chapitre 1	
Astronomie spatiale ou terrestre	5
Chapitre 2	
Choix de site pour les grands télescopes	9
Chapitre 3	
Turbulence optique	13
1	Atmosphère terrestre et turbulence optique 13
2	Propriétés statistiques de la turbulence atmosphérique 19
3	Les variables de l'astronomie 22

Partie I Le Dôme C sur le haut plateau Antarctique : Etude de site pour l'astronomie	27
---	-----------

Chapitre 1	
Le Dôme C comme site potentiel pour l'astronomie	31
1	Le Dôme C est sur le haut plateau Antarctique 31
2	Crépuscules astronomiques au Dôme C 35
3	Campagnes de caractérisation du site pour l'astronomie au Dôme C 38
Chapitre 2	
Résultats de qualification du site pour l'astronomie	43
1	Analyse des campagnes d'été au Dôme C 43
2	Analyse d'hiver au Dôme C 54

Chapitre 3	
Température, vent et humidité	
à partir des mesures météorologiques	63

Chapitre 4	
Perspectives de prévision de turbulence optique au-dessus du Dôme C	71

Chapitre 5	
Discussions	83

1	Temps de cohérence et vent en altitude	83
2	La couche limite au-dessus du Dome C	86
3	Conclusion	88

Partie II Analyse de profils de turbulence optique. SCIDAR Généralisé à La Silla 91

Chapitre 1	
SCIDAR Généralisé à La Silla	95

1	Principe du SCIDAR Généralisé	95
2	Campagne d'observations à La Silla, 2002-2003	103
3	Réponse Impulsionnelle et génération d'un Kernel	111
4	Choix de la méthode d'inversion pour la reconstruction des profils $C_n^2(h)$	113

Chapitre 2	
Réduction de données	121

2.1	Reconstruction des profils $C_n^2(h)$	121
2.2	Profils du vent $\mathbf{V}(h)$ et évaluation de la turbulence à l'intérieur du dôme de téléscope	123

Chapitre 3	
Résultats et discussion	131

Conclusion et perspectives	149
ANNEXE	155
Bibliographie	195

Table des figures

1	Fraction du rayonnement extraterrestre incident(1/2, 1/10, 1/100) subsistant après la traversée de l'atmosphère, en fonction de la longueur d'onde et de l'altitude . .	6
2	Les instruments spatiaux.	7
3	Une simulation montrant l'augmentation de la résolution angulaire avec la taille du télescope source (http://www.eso.org/projects/owl/Gallery.html).	8
4	Evolution dimensionnelle en construction des télescopes dans le visible.	8
1	Une des études de Léonard de Vinci sur le mouvement turbulent. Le dessin représente des tourbillons à l'intérieur d'autres tourbillons. Les plus grandes spirales se fragmentent en spirales plus petites qui, elles-mêmes, se fragmentent. Les scientifiques appellent ce genre de processus de fragmentation continue "bifurcation"[Château de Windsor, bibliothèque royale, Sa Majesté la Reine Elizabeth II].	14
2	a) L'image de la tache Airy ; b) l'image d'une étoile prise avec une courte pose ; c) l'image d'une étoile prise avec une longue pose.	15
3	Régimes d'écoulement définis par le nombre de Richardson	16
4	a) stratification stable ; b) stratification instable.	17
5	"Guide de l'Alpiniste Turbulent" dessiné par l'astronome Philippe Delache en 1977, ce dessin est tiré de l'ouvrage de [Frisch, 1996]	18
6	Représentation de la fonction de structure des fluctuations de vitesse.	20
1	a) Le courant circumpolaire autour l'Antarctique ; b) L'Antarctique Est et Ouest.	32
2	a) Vitesse de déplacement de la glace en Antarctique, mesures de la topographie ERS-1 ; b) Les vents catabatiques suivent plus ou moins les pentes extérieures, de sorte qu'ils sont réduits au minimum près des dômes.	33
3	Distribution de la quantité d'aérosol dans le monde entier présenté par FriOWL [Sarazin, 2006a].	34
4	Pollution lumineuse (l'image satellite).	34
5	a) Aurore au-dessus de l'Antarctique ; b) Interaction entre le vent solaire et la magnétosphère terrestre.	35
6	Le nombre d'heures d'observation en fonction de la latitude.	36
7	Temps total disponible pour l'observation astronomique (gris) et limites de coucher et lever du Soleil (trait) locales au long de l'année et pour différentes valeurs de la latitude géographique : a) au Dôme C ; b) au Paranal [Sarazin, 2005a].	37
8	CONCORDIASTRO	40
9	(Ligne solide) - La fraction de ciel clair f au Dôme C observée pendant l'hivernage 2006 ; (tirais) - duty cycle au dôme C, lissé sur une période de 10 jours.	42

1	Installation des capteurs de fluctuations thermiques pour les mesures directes de $C_T^2(h)$	53
1	Distribution dans le temps des lancements des ballons stratosphériques.	64
2	Exemple de fichier de données mesurées par les ballons stratosphériques : Vasc - vitesse ascensionnelle ; Alt - altitude ; Press - pression ; temp - température ; RH - humidité relative ; Dir - direction d'où vient le vent. 90 degrés est un vent venant de l'Est ; Speed - module de la vitesse du vent	64
3	Profil vertical de la température moyenne au-dessus de Dôme C pendant l'été Antarctique avec écart type ([Aristidi, 2005b]).	66
4	Répartition de la moyenne mensuelle de la vitesse du vent au sol au Dôme C entre 1980 et 1999 [Wendler, 1992].	66
5	Exemples de profils de température à différents moments de la journée ([Aristidi, 2005b]).	67
6	Evolution du profil de la température pendant 24 heures pour la journée de 24/01/2004 [Aristidi, 2005b].	67
7	Profil vertical de la vitesse moyenne du vent au-dessus du Dôme C pendant l'été Antarctique avec écart type [Aristidi, 2005b].	68
8	Direction moyenne de la vitesse du vent en fonction de l'altitude à partir des sondages stratosphériques effectués pendant l'été Antarctique au-dessus du Dôme C.	68
9	La valeur moyenne du contenu troposphérique en vapeur d'eau en Antarctique pour l'hiver et l'été en 1997 à partir des divers projets météorologiques pour la région polaire et des satellites météorologiques (par Prof. Dr. Klaus F. Kuenzi de l'Université de Bremen)	69
1	Corrélation entre la vitesse du vent à 200mb V_{200mb} et la vitesse moyenne de la turbulence v mesurée à partir de 35 ballons lancés à Paranal (cercles croisés) et à Pachon (croix). La ligne solide correspond au meilleur ajustement par moindres carrés, la ligne pointillée correspond à $v \simeq 0.4V_{200mb}$	85
2	Cohérence temporelle extraite de l'analyse d'un spectre de puissance de VLTI-Vinci (le 1er août au 2 avril 2003, [Di Folco, 2003]) et des mesures de DIMM. La ligne pointillée correspond au rapport des coefficients 0.81/0.31.	85
3	Exemple d'image de jet-stream à 300mb, à partir des analyses de GFS, sous forme de carte composée : les analyses de jet-stream et les images satellites infrarouges montrent l'endroit et la force des jets polaires (http://squall.sfsu.edu) : le champ gris est un contour de la vitesse de vent (isotachs) ; les flèches bleues sont les vecteurs du vent ($knot[kt] * 0.514 = 1m/s$)	86
4	Histogramme de la vitesse du vent à 300mb, d'après les données du modèle ECMWF à 19 niveaux standards pour le Dôme C pour la période 1989-2001 [Sadibekova, 2003].	87
5	Plateau du Dôme C, Antarctique.	88
6	La hauteur de la couche limite (en mètres) calculée pour une limite de la contribution du seeing atmosphérique inférieur ou égal à 0.1 arcsec au moins 50% du temps pendant l'hiver antarctique de 2004 (juin, juillet, août).	89
1	Principe d'observation avec le SCIDAR Généralisé.	96

2	Calcul de l'autocorrélation à partir des images de la pupille du télescope pour obtenir la covariance expérimentale. Dans le cas d'une étoile double on constate bien la présence des deux lobes secondaires à la distance $\pm\theta H$. Ici, les deux composantes de l'étoile double ne sont pas alignées dans le sens des lignes du CCD.	97
3	On met en évidence un éloignement des triplets de l'origine d'autant plus fort que Δt , le temps entre deux images de la scintillation, est plus grand. Ici, $\Delta t = 0 ; 3.5 ; 7 ; \dots$ ms	98
4	Schéma optique du SCIDAR Généralisé.	99
5	Niveau de bruit (rms) dans les mesures de SCIDAR pour un facteur de turbulence optique $J = C_n^2(h)dh$ ($10^{-15}m^{1/3}$), pour différentes ouvertures circulaires, dont le diamètre D est dans la gamme de 1-2m et pour les séparations d'étoile double $\theta = 8''$ (ligne solide) et $12''$ (tirée) [Prieur, 2001].	101
6	Observatoire La Silla au Chili de l'ESO et emplacement respectifs du SCIDAR et du DIMM.	103
7	Instrument SCIDAR Généralisé mis en œuvre par l'équipe de l'Imperial College à La Silla au télescope de 1.02m.	104
8	Schéma de l'intensificateur d'image qui a servi de détecteur pour cette étude. . .	105
9	Exemple d'image de la pupille prise avec le SCIDAR Généralisé. Nom de fichier Run155.dat ; 02 : 18UT, la nuit du 25/26 juillet 2002, étoile double 36Oph, $h_{gs} = -2.9km$, $\theta = 4''.8$, $\zeta = 0^\circ$	107
10	Exemples de fonction d'autocorrélation obtenues avec le fichier Run625.dat, 08 : 57UT, la nuit du 07/08 février 2003 ; étoile double $\alpha Crux$; $h_{gs} = -8.72km$; $\theta = 3''.9$; $\zeta = 35^\circ$: a) Calcul de l'autocorrélation $2D C(i, j)$; b) Transposition d'autocorrélation dans les coordonnées polaires $2D C(\rho, \varphi)$	107
11	Exemple de la rotation pour l'un des fichiers de données pour la nuit du 25/26 Juillet 2002 02 : 18UT, 36Oph, $h_{gs} = -2.9km$, $\theta = 4''.8$, $\zeta = 0^\circ$: a) l'autocorrélation ; b) l'intercorrélacion de la profondeur de l'ordre $3\Delta t$	109
12	Exemple de comparaison du seeing calculé à partir des mesures du SCIDAR Généralisé avec les mesures du DIMM pour la nuit du 5-6 février 2003. En début de nuit il s'agit de l'étoile θEri et dans la deuxième partie de la nuit c'est $\alpha Crux$: a) h_{gs} erronée ; b) h_{gs} corrigée.	110
13	Exemple d'image de bruit avec un ion	112
14	Coupes parallèle et perpendiculaire de la fonction d'autocorrélation de la Réponse Impulsionnelle $S(\mathbf{r})$ de la caméra CCD intensifiée. L'effet de "flou" engendré par le tube intensificateur d'image s'étend sur 30X30 pixels environ. Cet élargissement est très important dans le calcul du Kernel.	112
15	Les profils de $C_n^2(h)$ pour deux cas différents où les profils sont obtenus d'après la réduction sans (ligne solide) et avec (ligne tirée) la convolution avec la Réponse Impulsionnelle $S(\mathbf{r})$	113
16	Exemple de Kernel théorique $K(H, x)$ pour une étoile double $\alpha Crux$, $\theta = 3''.9$, $\Delta m = 0.3$; $h_{gs} = -2.9km$	114
17	La reconstruction avec la méthode de régularisation de Tikhonov en employant différents paramètres de régularisation : a) $\lambda = 0.16$; b) $\lambda = 0.0016$	115
18	Profil vertical $C_n^2(h)$ reconstruit par la méthode de régularisation de Tikhonov. Le paramètre de régularisation employé pour cette reconstruction est $\lambda = 0.0016$. Le fichier Run1271.dat ; la date 13 Juillet 2002 23 :24UT ; l'étoile double $\alpha Crux$, $\theta = 3''.9$, $\Delta m = 0.3$; $h_{gs} = -2.9km$	116
19	Simulation pour la démonstration de la méthode de "L - courbe" [Hansen, 1994].	117

20	Deux profils $C_n^2(h)$ reconstitués par deux méthodes différentes, de Tikhonov et de Maximum d'Entropie.	118
21	Valeurs de seeing moyen calculées en utilisant ces deux méthodes. Chaque point est une moyenne sur 20 profils $C_n^2(h)$ décalés de 17s.	119
2.1	531 profils de $C_n^2(h)$ reconstruits à partir des données du SCIDAR Généralisé pour la nuit du 12/13 Juillet 2002.	122
2.2	Les valeurs du seeing pour la même nuit du 12/13 Juillet 2002 calculées à partir des profils $C_n^2(h)$ et comparées aux mesures du DIMM.	122
2.3	Comparaison des valeurs du seeing moyen pour chaque nuit calculé à partir des profils $C_n^2(h)$ du SCIDAR Généralisé et seeing mesurés avec l'instrument DIMM.	123
2.4	Exemple de procédure de détection : 1a,b - un exemple où on détecte une fine couche entre 8 et 9km avec le gradient de vitesse du vent ; 2a,b - un exemple de superposition des triplets.	125
2.5	Intercorrélations spatio-temporelles pour une profondeur $4\Delta t$	126
2.6	Distribution de seeing pour les nuits du 12/13 Juillet 2002 (03 :29-03 :52UT) et du 5/6 Février 2003 (03 :22-03 :30UT).	127
2.7	Comparaison des valeurs du seeing moyen pour chaque nuit calculé à partir des profils $C_n^2(h)$ du SCIDAR Généralisé avec la soustraction de la turbulence dans le dôme du télescope et le seeing mesuré avec l'instrument DIMM.	127
2.8	Profils de $ V(h) $ reconstruits à partir des données du SCIDAR Généralisé pour la nuit du 12/13 Juillet 2002.	128
3.1	Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois de Juillet 2002.	133
3.2	Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, pour Juillet 2002.	134
3.3	Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois d'Août 2002.	136
3.4	Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, pour Août 2002.	137
3.5	Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois d'Octobre 2002.	138
3.6	Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, pour Octobre 2002.	139
3.7	Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois de Novembre 2002.	140
3.8	Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, pour Novembre 2002.	141
3.9	Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois de Février 2003.	142
3.10	Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, pour Février 2003.	143
3.11	Comparaison des distributions cumulatives des valeurs du seeing calculées avec la méthode SCIDAR Généralisé et mesures du DIMM.	147
3.12	Comparaison des distributions cumulatives pour le seeing sans tenir compte des mesures faites en Novembre 2002 où on observe un écart important avec les mesures du DIMM.	147
3.13	Nuit du 11/12 Juillet 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	159
3.14	Nuit du 12/13 Juillet 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	160
3.15	Nuit du 13/14 Juillet 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	162
3.16	Nuit du 25/26 Juillet 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	163
3.17	Nuit du 26/27 Juillet 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	165
3.18	Nuit du 27/28 Juillet 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	166
3.19	Nuit du 28/29 Juillet 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	167
3.20	Nuit du 09/10 Août 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	169
3.21	Nuit du 10/11 Août 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	170
3.22	Nuit du 12/13 Août 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	172

3.23	Nuit du 09/10 Octobre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	174
3.24	Nuit du 10/11 Octobre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	175
3.25	Nuit du 11/12 Octobre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	177
3.26	Nuit du 31 Octobre /1 Novembre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	178
3.27	Nuit du 03/04 Novembre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	180
3.28	Nuit du 04/05 Novembre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	182
3.29	Nuit du 04/05 Novembre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	183
3.30	Nuit du 05/06 Février 2003 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	185
3.31	Nuit du 06/07 Février 2003 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	187
3.32	Nuit du 07/08 Février 2003 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	189
3.33	Nuit du 08/09 Février 2003 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	191
3.34	Nuit du 09/10 Février 2003 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$	193

Liste des tableaux

1	Les sites potentiels pour les ELTs, source [ELT Site Evaluation Report, 2006]. . .	11
1	Comparaison de la vitesse moyenne du vent à 300mb au Dôme C (2003-2004, ré-analyses ECMWF, résolution horizontale de 0.5 degrés) avec les valeurs de la vitesse du vent à 200mb pour Paranal (1980-1995, base de données de NOAA GGUAS, interpolé sur une grille de 2.5 degrés)	84
1	Table des lentilles utilisées dans le SG à La Silla 2002-2003	106
2	Etoiles doubles observées avec le SG à La Silla 2002-2003.	106
2.1	Valeurs du seeing moyen pour chaque nuit : Juillet 2002 à Février 2003. (Le seeing du dôme n'est pas soustrait.)	124
2.2	Seeing dans le dôme du télescope calculé à partir des donnée de SCIDAR Généralisé	128
3.1	Les valeurs du seeing moyen pour chaque nuit d'observation en Juillet 2002 et sa distribution dans la couche limite et l'atmosphère libre.	133
3.2	Les valeurs du seeing moyen pour chaque nuit d'observation en Août 2002 et sa distribution dans la couche limite et l'atmosphère libre.	136
3.3	Les valeurs du seeing moyen pour chaque nuit d'observation en Octobre 2002 et sa distribution dans la couche limite et l'atmosphère libre.	138
3.4	Les valeurs du seeing moyen pour chaque nuit d'observation en Novembre 2002 et sa distribution dans la couche limite et l'atmosphère libre.	140
3.5	Les valeurs du seeing moyen pour chaque nuit d'observation en Février 2003 et sa distribution dans la couche limite et l'atmosphère libre.	141
3.6	Les valeurs du seeing moyen et médian du SCIDAR Généralisé et du DIMM pour l'intégralité des observations effectuées à La Silla.	144
3.7	Les valeurs du seeing à La Silla : mesures de DIMM (ε_{dimm}) et calculées à partir des profils $C_n^2(h)$ du SCIDAR Généralisé (SG) ($\varepsilon_{SG(tot)}$, $\varepsilon_{SG(bl)}$, $\varepsilon_{SG(fa)}$, $\varepsilon_{SG(dm)}$), pour les mois de : Juillet 2002 (SG - 1144 profils; DIMM - 2121 mesures); Août 2002 (SG - 759 profils; DIMM - 1882 mesures); Octobre 2002 (SG - 397 profils; DIMM - 2181 mesures); Novembre 2002 (SG - 739 profils; DIMM - 1694 mesures); Février 2003 (SG - 2226 profils; DIMM - 2107 mesures).	145
3.8	Angle isoplanétique et temps de cohérence à La Silla pour les mois de : Juillet 2002 (SG - 1144 profils); Août 2002 (SG - 759 profils); Octobre 2002 (SG - 397 profils); Novembre 2002 (SG - 739 profils); Février 2003 (SG - 2226 profils). . .	146
3.9	Nuit du 11/12 Juillet 2002 - Figure 3.13	158
3.10	Nuit du 12/13 Juillet 2002 - Figure 3.14	158
3.11	Nuit du 13/14 Juillet 2002 - Figure 3.15	161

3.12	Nuit du 25/26 Juillet 2002 - Figure 3.16	161
3.13	Nuit du 26/27 Juillet 2002 - Figure 3.17	164
3.14	Nuit du 27/28 Juillet 2002 - Figure 3.18	164
3.15	Nuit du 28/29 Juillet 2002 - Figure 3.19	164
3.16	Nuit du 09/10 Août 2002 - Figure 3.20	168
3.17	Nuit du 10/11 Août 2002 - Figure 3.21	168
3.18	Nuit du 12/13 Août 2002 - Figure 3.22	171
3.19	Nuit du 09/10 Octobre 2002 - Figure 3.23	173
3.20	Nuit du 10/11 Octobre 2002 - Figure 3.24	173
3.21	Nuit du 11/12 Octobre 2002 - Figure 3.25	176
3.22	Nuit du 31 Octobre /1 Novembre 2002 - Figure 3.26	176
3.23	Nuit du 03/04 Novembre 2002 - Figure 3.27	179
3.24	Nuit du 04/05 Novembre 2002 - Figure 3.28	181
3.25	Nuit du 05/06 Novembre 2002 - Figure 3.29	181
3.26	Nuit du 05/06 Février 2003 - Figure 3.30	184
3.27	Nuit du 06/07 Février 2003 - Figure 3.31	186
3.28	Nuit du 07/08 Février 2003 - Figure 3.32	188
3.29	Nuit du 08/09 Février 2003 - Figure 3.33	190
3.30	Nuit du 09/10 Février 2003 - Figure 3.34	192

Introduction

The search for The Ultimate Answer...



Astronomie spatiale ou terrestre

Il était une fois dans une lointaine galaxie ...

Notre époque est riche en découvertes dans tous les domaines scientifiques et le progrès technologique est présent dans toutes les sphères de l'activité humaine. L'astronomie est l'une des premières qui profite de toutes ces performances. Si les instruments modernes nous permettent d'avancer dans la compréhension de la nature physique des objets célestes, certains domaines ont toujours besoin d'aller plus loin et nécessitent des instruments toujours plus sophistiqués. Les observations astronomiques demandent de plus en plus de s'affranchir des perturbations atmosphériques. N'étant pas limitées par l'atmosphère terrestre qui filtre et dégrade certaines longueurs d'onde (Figure 1) les observations depuis l'espace restent indispensables dans tout le spectre électromagnétique. Il y a à peine 50 ans que l'homme a commencé la conquête de l'espace mais déjà des centaines d'instruments lancés par les agences spatiales se trouvent sur orbite terrestre et de nombreux autres sont partis définitivement pour découvrir des nouveaux mondes (Figure 2). En couvrant presque tout le spectre, les observations astronomiques depuis l'espace sont indispensables et plus efficaces que sur Terre mais présentent quand même certaines contraintes comme par exemple leur transport jusqu'à leur orbite où les réparations sont complexes. De plus, il se passe souvent plusieurs années entre un projet spatial, la réalisation et son lancement ce qui implique rapidement une mise à niveau technologique des instruments. C'est pourquoi les observations terrestres restent encore très intéressantes pour la communauté des astronomes du XXI^e siècle. Les instruments astronomiques pour les observations terrestres évoluent en même temps que les progrès techniques. Les moyens sophistiqués de l'optique active et adaptative installés sur tous les grands télescopes permettent désormais d'observer les objets astronomiques avec une très haute résolution angulaire, souvent proche de la résolution théorique permise par la dimension du télescope. Les réseaux astronomiques (par exemple solaire) installés dans différents observatoires sur tout le globe fournissent des données en continu en améliorant les fenêtres temporelles dues à l'alternance jour/nuit. Les nouveaux projets de grands télescopes préparent une nouvelle génération d'instruments astronomiques. L'interferométrie à grande base et le développement dans le domaine des hyper-miroirs segmentés, permettent d'envisager des constructions extraordinaires pour les observations dans le visible. Dans le domaine des ondes radio, les grandes constructions ne sont pas forcément une nouveauté. Les ondes radio sont beaucoup plus longues et nécessitent donc des récepteurs proportionnellement bien plus grands.

De tels moyens existent déjà depuis presque 50 ans et nous permettent de regarder dans les plus profonds recoins de notre Univers, noyau Galactique, trous noirs, galaxies actives (quasars et blazars), pulsars, rayonnement cosmologique fossile. Toutes ces observations et bien d'autres sont

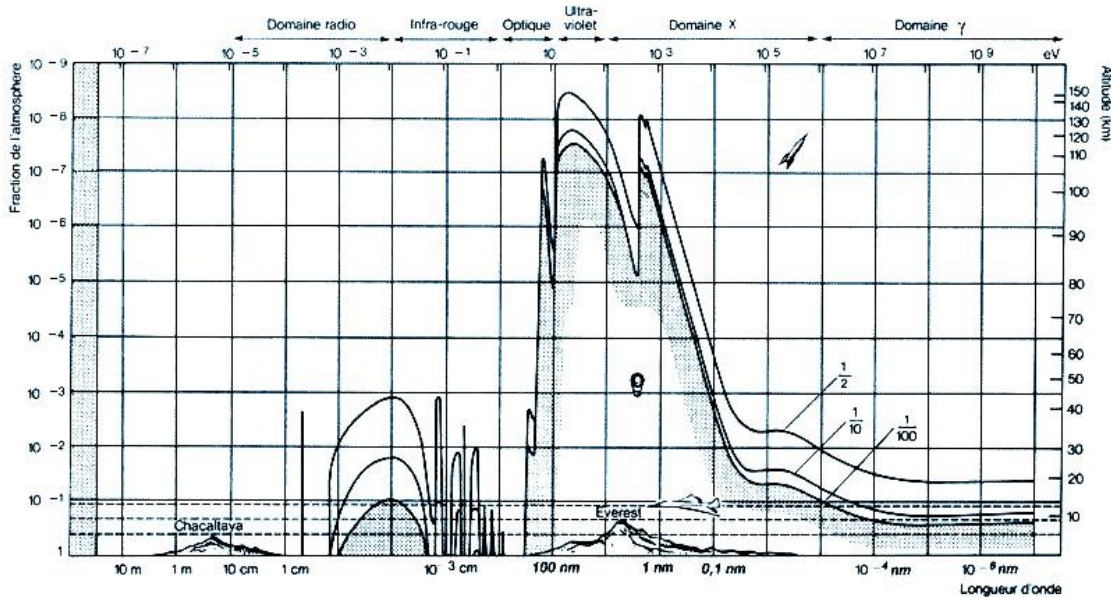
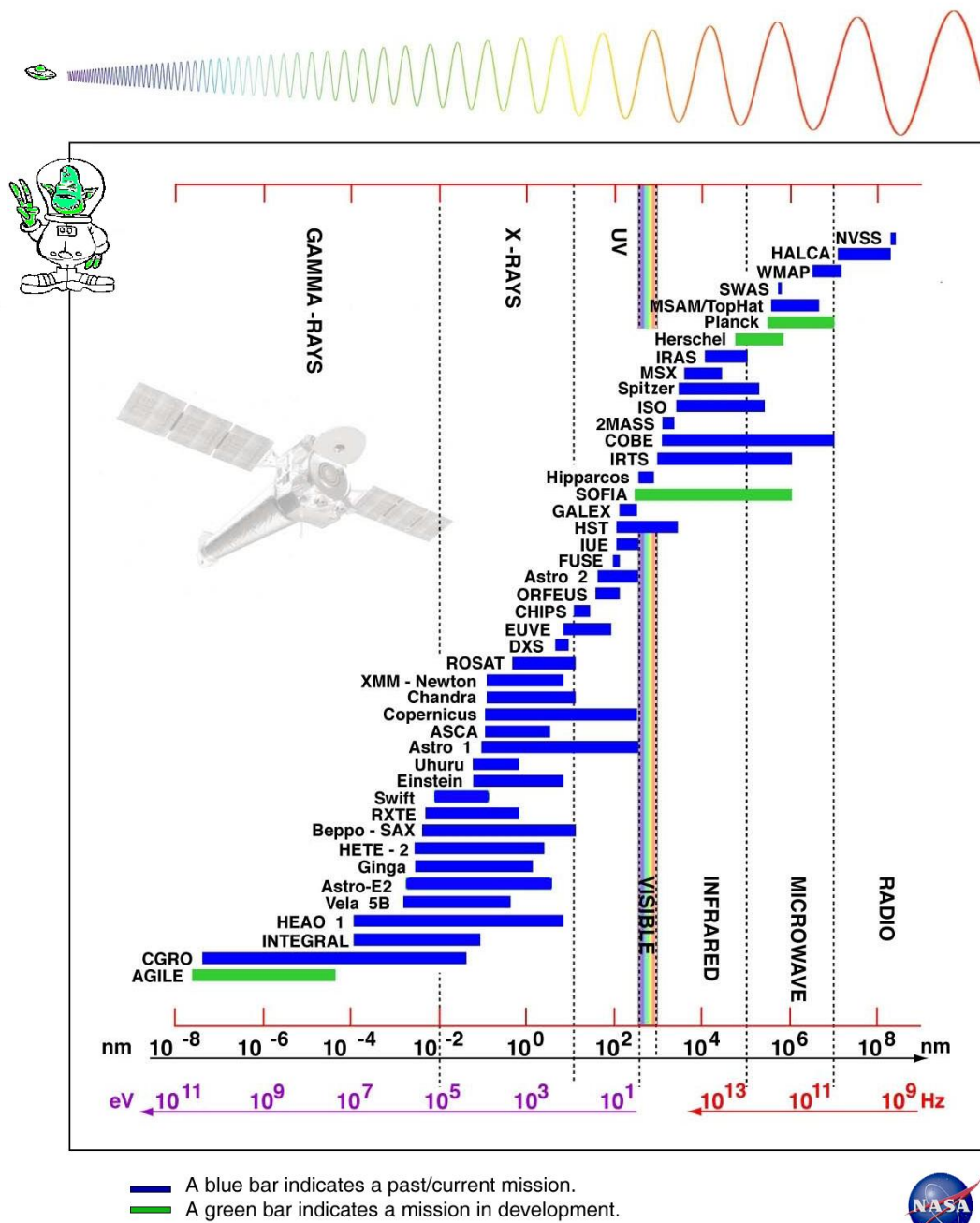


FIG. 1 – Fraction du rayonnement extraterrestre incident ($1/2$, $1/10$, $1/100$) subsistant après la traversée de l'atmosphère, en fonction de la longueur d'onde et de l'altitude

possibles grâce à ces instruments gigantesques. Parmi les plus connus citons : la grande antenne du cratère Arecibo à Puerto Rico qui fait 350m en diamètre, quelques plus petites comme celles de 64m à Parkes (Australie) et 100m de Effelsberg (Allemagne), le radio-interféromètre VLA (Very Large Array) avec 27 antennes mobiles 26m de diamètre chacune à Socorro (Nouveau Mexique, Etas-Unis) (deux branches de 21 km et une de 19 km), ou encore le projet international, en construction, ALMA (Atacama Large Millimeter Array) situé sur un haut plateau du désert d'Atacama de Llano de Chajnantor (5100m), qui est un interféromètre radio dans les domaines millimétrique et submillimétrique. Dans le visible, la taille des constructions est moins exigeante à résolution angulaire égale mais l'est beaucoup plus en précision mécanique et optique. La Figure 4 montre l'évolution dimensionnelle en construction des télescopes dans le visible depuis déjà quatre siècles (d'après R. Gilmozzi). Mais il faut dire que les nouveaux besoins de la science moderne nécessitent de franchir une nouvelle étape en performances et dimensions. La détection et la caractérisation des planètes à l'extérieur de notre système solaire constitue un objectif passionnant pour la nouvelle génération de télescopes (Figure 3). Les projets des ELTs (Extremely Large Telescopes) comme TMT (Thirty-Meter Telescope), GMT (The Giant Magellan Telescope) ou E-ELT (European Extremely Large Telescope) ne sont plus de la science fiction. Ce sont eux qui vont repousser les limites des recherches astronomiques du XXI^e siècle. De tels télescopes pourront aussi étudier les jeunes étoiles proches, afin d'observer la formation de nouveaux systèmes planétaires, et offriront un complément inestimable aux observations submillimétriques (ALMA). Ils seront capables de sonder le cœur des régions poussiéreuses où se forment les étoiles et les planètes. Par exemple, le futur géant E-ELT, avec son diamètre de 42 mètres et un système d'optique adaptative, sera 6.5 fois plus sensible en surface collective que les 4 télescopes du VLT et 100 fois plus sensible que le Hubble Space Telescope, et même supplantera son successeur le nouveau télescope spatial James Webb (<http://www.jwst.nasa.gov/>).



<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/astro/astrolist.html>

FIG. 2 – Les instruments spatiaux.

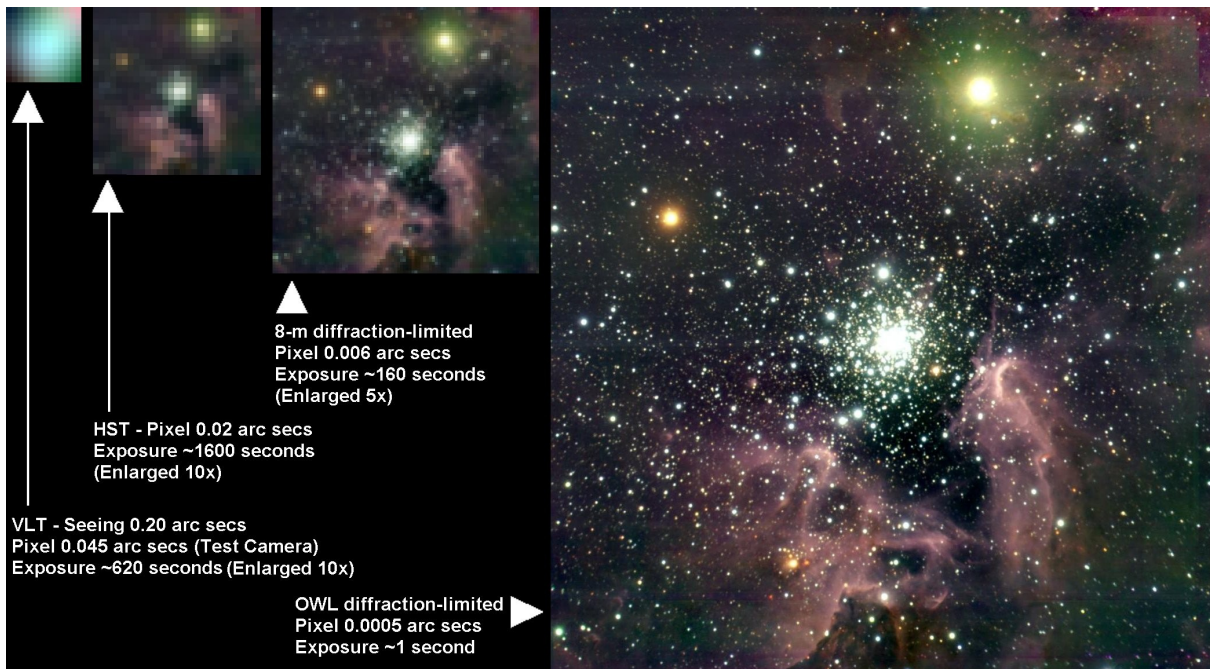


FIG. 3 – Une simulation montrant l'augmentation de la résolution angulaire avec la taille du télescope source (<http://www.eso.org/projects/owl/Gallery.html>).

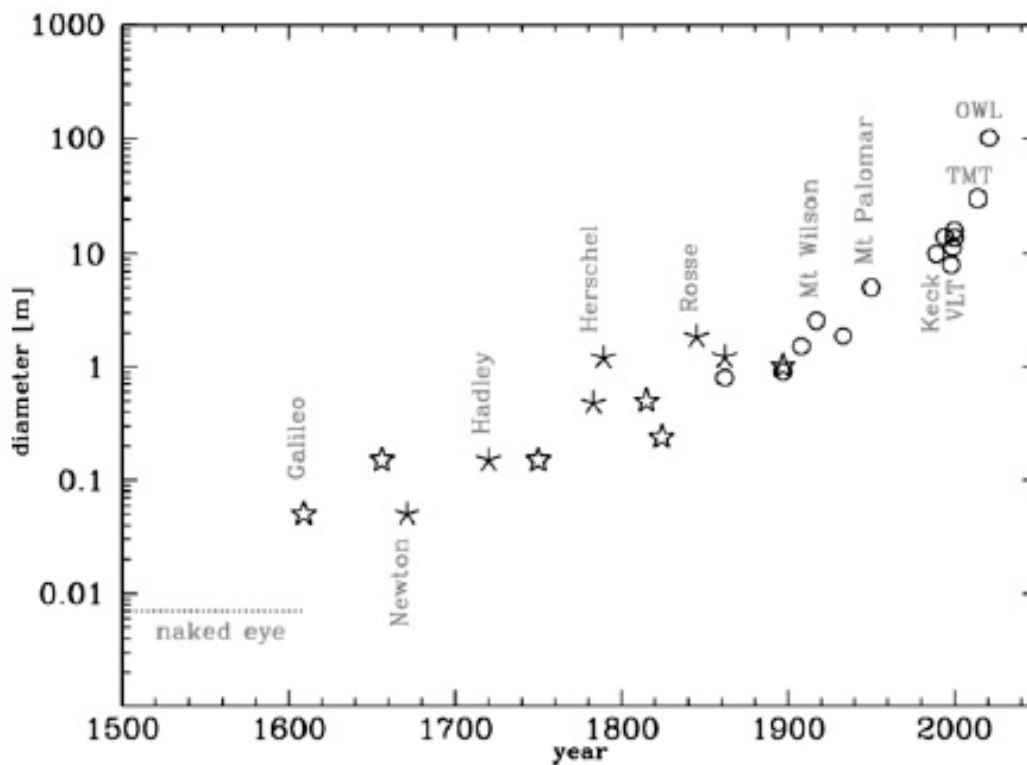


FIG. 4 – Evolution dimensionnelle en construction des télescopes dans le visible.

Choix de site pour les grands télescopes

Les observations astronomiques depuis la Terre avec leurs nouvelles performances et stratégies, restent actuellement aussi importantes que les observations spatiales. Maintenant encore plus qu'auparavant, l'investissement que représente une installation d'observatoire moderne exige de sélectionner le meilleur site possible. Ce choix nécessite l'optimisation de plusieurs facteurs indispensables pour l'observation astronomique :

- ◇ **qualité photométrique du ciel** : *crépuscules astronomiques, transparence atmosphérique dans le visible (qualité photométrique pour les corrections d'extinction) ; conditions météorologiques (nébulosité, paramètres météorologiques et leurs variations locales) et climatiques (El Niño et La Niña) ; transparence infrarouge et millimétrique (due essentiellement à la quantité de vapeur d'eau) ; facteurs de pollution de l'activité humaine : lumineuse, industrielle (aérosol), vibrations anthropogéniques (surtout pour l'interférométrie optique).*
- ◇ **turbulence optique** : *profils $C_n^2(h)$, vent $V(h)$, paramètres pour l'optique adaptative.*
- ◇ **stabilité sismique et tectonique** ;
- ◇ **position géographique et situation politique** ;

Dans le passé, les sites les plus recherchés se trouvaient dans les régions tropicales et désertiques à haute altitude. Il n'existe qu'un nombre limité de sites de classe exceptionnelle correspondants à ces critères et les plus connus qui se trouvent au-dessus de 1500 mètres sont :

dans l'hémisphère Nord

Palomar Observatory (1713 m, California, USA) - <http://www.astro.caltech.edu/observatories>
 Mount Wilson Observatory (1742 m, California, USA) - <http://www.mtwilson.edu/index.php>
 Zelenchuk (2070m, Caucase, Russie) - <http://w0.sao.ru/Doc-en/index.html>
 Kitt Peak (2130m, Arizona, USA) - <http://www.noao.edu/kpno>
 Teide Observatory (2400m, Tenerife, Canaries) - <http://www.iac.es>
 Roque de los Muchachos Observatory (2500m, La Palma, Canaries) - <http://www.iac.es>
 Maidanak (2600m, Ouzbékistan) - <http://astrin.uzsci.net/eng/maidanak/index.html>
 Observatoire du Pic du Midi (2877m, Hautes-Pyrénées, France) - <http://www.picdumidi.com>
 Mauna Kea (4200m, Hawaï) - <http://www.ifa.hawaii.edu/mko>

dans l'hémisphère Sud

SAAO (1800m, Afrique du Sud) - <http://www.sao.ac.za>
 Cerro Tololo (2200m, Chili) - <http://www.ctio.noao.edu/ctio.html>
 La Silla (2400m, Chili) - <http://www.ls.eso.org/index.html>

Cerro Paranal (2635m, Chili) - <http://www.eso.org/paranal>

Cerro Pachón (2715m, Chili) - <http://www.gemini.edu/public/pachon.html>

Ce sont des endroits où on a déjà installé des observatoires astronomiques. Certains parmi eux ont été explorés auparavant par de nombreuses campagnes de qualification de site et ont été qualifiés comme les meilleurs sites pour l'astronomie du point de vue de la qualité du ciel et de la turbulence atmosphérique. Concernant le Cerro Paranal au Chili, par exemple, très près du tropique ($23^{\circ}27'$), cette montagne ($24^{\circ}40'S$) (cerro - monte, sommet en espagnol) est située dans le désert d'Atacama, le désert le plus sec de la planète. Elle a été choisie par l'ESO pour l'installation du complexe astronomique VLT en 1990 [VLT WB 1998]. C'est une configuration très favorable d'une inversion de température sur la frontière avec l'océan qui stabilise les couches nuageuses au-dessous de l'inversion. La chaîne côtière du Chili (obs. Paranal, La Silla, Tololo), les sommets volcaniques des îles Canaries (Ténérife et La Palma) [Muñoz-Tuñón, 1997], [Porceddu, 2002] et aussi Hawaï (Mauna Kea) bénéficient d'un tel régime. Mais il faut dire que d'autres sites ont aussi leurs riches potentiels et configurations naturelles du point de vue de l'exploitation astronomique. Le site de Maidanak en Ouzbékistan (Tian Shan) dans l'hémisphère Nord [Ehgamberdiev, 2000], par exemple, d'après le rapport de l'ESO [INTAS 96-0367] présente les mêmes performances de seeing que le Paranal. Dans l'Atlas au Maroc, les Andes en Argentine, le désert de Gobi en Mongolie ou le Tibet en Chine existent de nombreux endroits non encore explorés ou en cours d'exploration qui peuvent offrir de nouveaux sites astronomiques pour les futurs télescopes géants. Ces dernières années, on a vu apparaître un grand intérêt de la communauté astronomique pour l'Antarctique. Ici, l'atmosphère est aussi un désert, plus sec que celui d'Atacama. A mi chemin entre sol et espace, les hauts plateaux de ce continent offrent une capacité presque illimitée pour l'installation d'un observatoire astronomique. Comme, par exemple, le plateau du Dôme C. Grâce à une collaboration franco-italienne (IPEV¹ et PNRA²) ce site a ouvert une nouvelle station, Concordia, dont la construction a été achevée en 2005. Avec ses très basses températures, l'atmosphère extrêmement sèche et un taux de précipitation inférieur à 3 cm par an, ce plateau antarctique est très prometteur pour l'astronomie future et surtout dans l'infrarouge et le sub-millimétrique sachant qu'il y a déjà une antenne millimétrique de 1.7 m de diamètre à la station du Pôle Sud depuis 1995.

Le facteur très important pour toutes les observations dans le visible avec une haute résolution angulaire est la turbulence atmosphérique. L'hypothèse d'un grand télescope avec tous ses systèmes complexes de correction de front d'onde par optique active et adaptative nécessite l'étude élaborée de l'atmosphère au-dessus du site. Des dizaine d'instruments qui permettent de mesurer les différents paramètres intégraux et les profils verticaux de la turbulence optique ont été créés pour les besoins astronomiques. C'est grâce à ces techniques et méthodes qu'on peut choisir le meilleur site pour un nouvel observatoire et aussi en définir les limites pour l'astronomie observationnelle.

¹Institut Polaire Paul Emile Victor, Brest, France, <http://www.ipev.fr/>

²Programma Nazionale Ricerche in Antartide, Rome, Italie, <http://www.pnra.it/>

TAB. 1 – Les sites potentiels pour les ELTs, source [ELT Site Evaluation Report, 2006].

Site	Lat N (°)	Long E (°)	Altitude (m)	Location	Pays
Dome C	-75.1	-123.4	3233	Antarctica	International
Grand Benare	-21.1	55.42	2896	La Reunion Island	France
Tolar	-21.95	-70.08	2290	Atacama Fault	Chile
Chajnantor	-22.98	-67.63	5100	Andes	Chile
Gamsberg	-23.34	16.23	2347	Namib Desert	Namibia
Macon	-24.5	-67.29	4500-5400	N-W Puña	Argentina
La Chira	-24.52	-70.37	2559	Atacama Fault	Chile
Armazones	-24.58	-70.18	3064	Atacama Fault	Chile
Paranal	-24.62	-70.4	2636	Atacama Fault	Chile
La Silla	-29.25	-70.73	2400	Andes	Chile
Mauna Kea	19.83	-155.47	4580	Big Island	Hawaii USA
Izaña	28.3	16.5	2367	Tenerife	Canary Islands Spain
Roque de los Muchachos	28.77	17.88	2396	La Palma	Canary Islands Spain
Lekst	29.8	-9.04	2359	Anti-Atlas	Morocco
Yanbajing	30.11	90.53	4500	Tibet	China
San Pedro Martir	31.05	-115.49	2980	Baja California	Mexico
Hanle	32.78	78.97	4500	Himalaya	India
Maidanak	38.68	66.9	2600	Pamir	Uzbekistan
Greenland Summit	72.57	-38.28	3225	Greenland Ice Cap	Denmark

3

Turbulence optique

Sommaire

1	Atmosphère terrestre et turbulence optique	13
2	Propriétés statistiques de la turbulence atmosphérique	19
3	Les variables de l'astronomie	22

1 Atmosphère terrestre et turbulence optique

L'étude et la compréhension de plus en plus détaillée de la turbulence atmosphérique responsable de la dégradation des images au foyer des télescopes permet aujourd'hui le développement de systèmes d'optique active et adaptative qui équipent tous les télescopes modernes. L'intérêt pour ce phénomène naturel est né bien avant la construction des premiers télescopes. Il est évident que la turbulence est présente partout dans notre vie quotidienne et aussi dans tout l'Univers sous différentes formes. On étudie la turbulence pour comprendre et maîtriser plusieurs mécanismes qui font partie de la vie quotidienne comme la météorologie et la climatologie, l'aérodynamique et la physique des fluides. Mais cette étude est appliquée dans plusieurs domaines de l'astronomie instrumentale ainsi que pour les études astrophysiques comme la turbulence interstellaire et la formation des étoiles, la prévision de la structure extragalactique et l'étude des atmosphères des planètes du système solaire, etc.

Depuis longtemps elle constitue un objet de fascination pour les grands esprits. L'un des premiers était Léonard de Vinci qui étudia le mouvement turbulent de l'écoulement de l'eau dans les tuyaux et la force d'érosion d'un flot rapide (Figure 1). Puis, au cours du XIX^e siècle, la turbulence attira l'attention de Von Helmholtz, Lord Kelvin, Lord Rayleigh et beaucoup d'autres. Les équations qui gouvernent les mouvements des fluides, qu'ils soient turbulents ou non, ont été écrites pour la première fois par Claude Navier en 1823. Elles sont souvent appelées équations de Navier-Stokes en raison des perfectionnements apportés ultérieurement par George Stokes. Au XX^e siècle la théorie de la turbulence a fait d'énormes progrès grâce aux nombreuses recherches dans ce domaine et aux simulations numériques permises par les moyens de calcul modernes. L'approche heuristique précise dans l'étude de la turbulence atmosphérique se basant sur la théorie de processus aléatoires est apparue dans les années 40-60 du XX^e siècle : a) la théorie de la cascade d'énergie et des propriétés spectrales des fluctuations de vitesse proposée par [Kolmogorov, 1941] ; b) puis, les propriétés spectrales des fluctuations de température et d'indice de réfraction développées par [Obukhov, 1949] et [Yaglom, 1949] ; c) l'étude complète

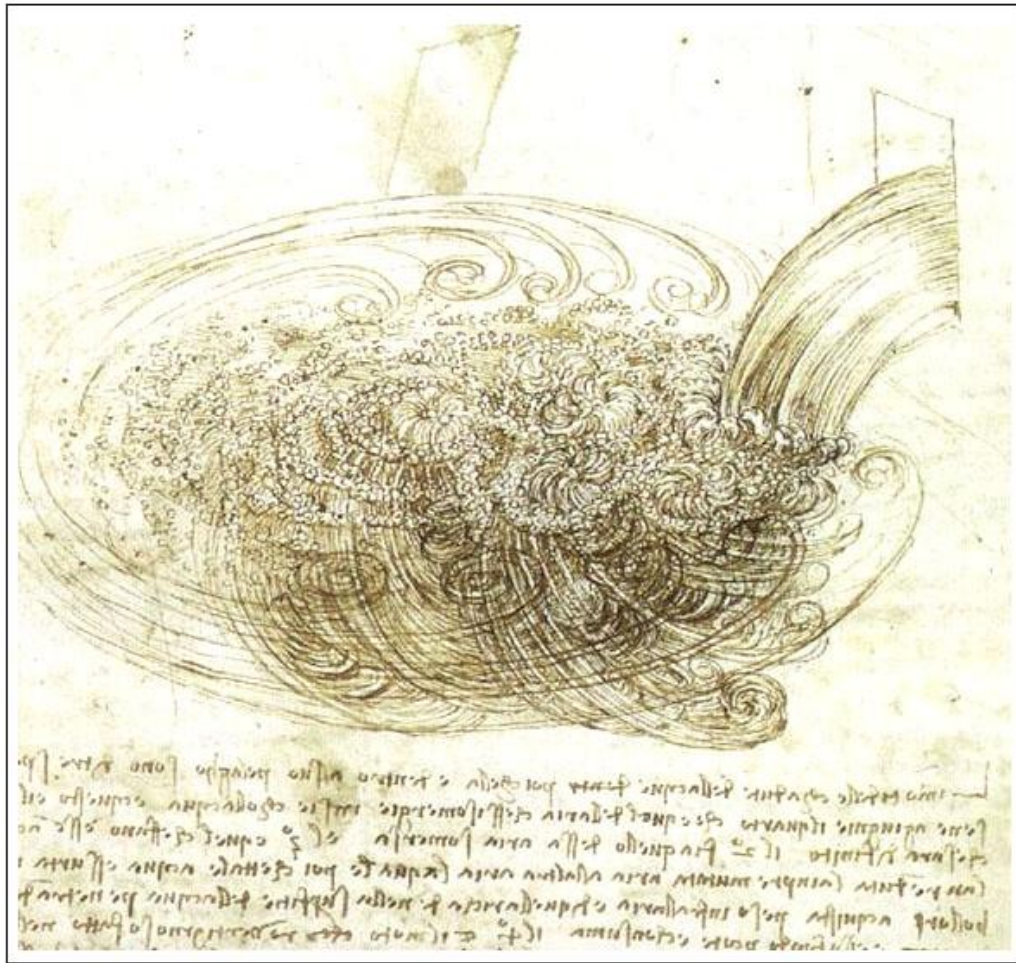


FIG. 1 – Une des études de Léonard de Vinci sur le mouvement turbulent. Le dessin représente des tourbillons à l'intérieur d'autres tourbillons. Les plus grandes spirales se fragmentent en spirales plus petites qui, elles-mêmes, se fragmentent. Les scientifiques appellent ce genre de processus de fragmentation continue "bifurcation"[Château de Windsor, bibliothèque royale, Sa Majesté la Reine Elizabeth II].

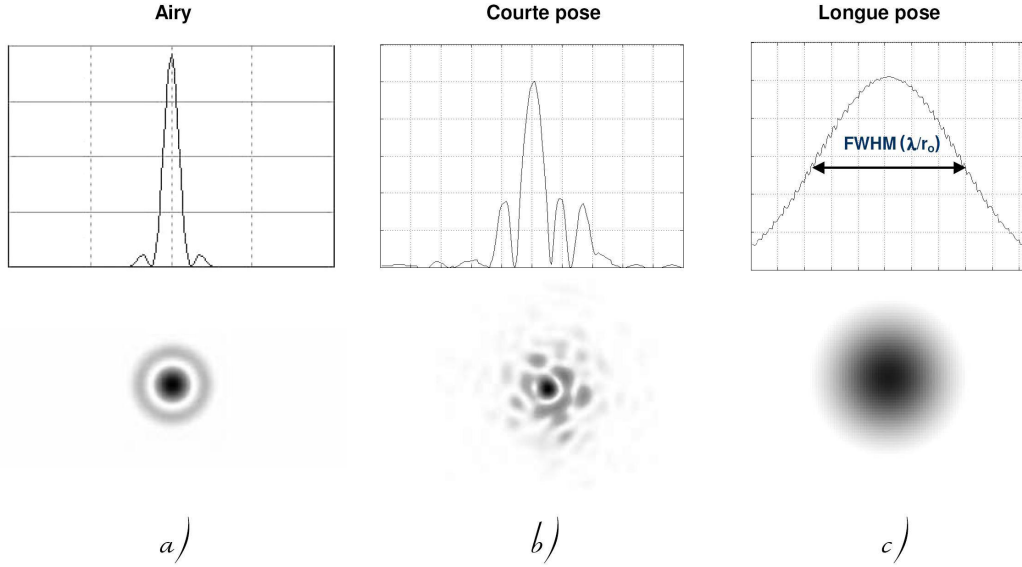


FIG. 2 – a) L'image de la tache Airy ; b) l'image d'une étoile prise avec une courte pose ; c) l'image d'une étoile prise avec une longue pose.

de la propagation des ondes électromagnétiques dans les moyennes turbulentes effectuée par [Tatarski, 1967].

L'une des premières approches pour l'astronomie a été proposée par [Fried, 1966] qui introduit le paramètre r_o (*longueur de cohérence du front d'onde*) comme la taille de la pupille circulaire pour laquelle l'image à la limite de diffraction et l'image limitée par l'atmosphère (pupille de diamètre infini) donnent la même résolution angulaire. En traversant l'atmosphère terrestre, la lumière d'une étoile se dégrade avec la propagation. En conséquence, la résolution angulaire du télescope n'est plus définie par la diffraction mais par la turbulence atmosphérique. Le front d'onde arrive déjà perturbé sur l'ouverture du télescope. Ce sont des perturbations très rapides. Par exemple, en observant une étoile avec une courte pose, on aura à la place d'une tache d'Airy un ensemble de tavelures avec une taille minimale qui va dépendre du diamètre du télescope (Figure 2). La résolution maximale qu'on peut atteindre dans ce cas est λ/D (où λ est la longueur d'onde). Une pose plus longue moyenne les tavelures et l'image de l'étoile forme une tache dont la largeur à mi-hauteur (FWHM, **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum) vaut $\varepsilon_{FWHM} = 0.78\lambda/r_o$ et qu'on appelle aussi seeing qui est la résolution qu'on peut obtenir en présence de turbulence atmosphérique.

Les études classiques de la turbulence ont concerné surtout les fluctuations du champ de vitesse d'un fluide visqueux. Dans l'écoulement stationnaire et régulier dit laminaire qui ne présente pas trop de variations spatiales ou temporelles, le jet du fluide se déplace à vitesse constante. Une perturbation comme l'introduction de flux avec une vitesse différente de celle de l'écoulement isotherme peut provoquer des cisaillements à l'intérieur du fluide et donc de la turbulence. Cet écoulement est caractérisé par le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (1)$$

Ri	Stratification	Régime de l'écoulement	
>1	Stable	Laminaire	
1		Laminaire	Turbulence fossile
1/4		Turbulent	
0	Instable	Convectif et Turbulent	
< 0			

FIG. 3 – Régimes d'écoulement définis par le nombre de Richardson

où U et L sont une vitesse et une distance caractéristiques de l'écoulement et ν est la viscosité. Ce nombre, sans dimension, représente le rapport de l'énergie cinétique à la dissipation visqueuse. Le régime devient turbulent si $Re \gg 2000$.

Mais il ne suffit pas de connaître le nombre Re pour décrire la turbulence atmosphérique. Dans l'atmosphère, la présence de turbulence dépend beaucoup du gradient de température. Des forts gradients de température peuvent créer de la turbulence, tandis que des faibles gradients et une inversion thermique peuvent l'empêcher. Mais aussi la force d'Archimède s'ajoute à ce mécanisme en permanence. Le travail produit par cette force sur une hauteur Δz donne une énergie potentielle par unité de volume :

$$E_p = g\Delta\rho\Delta z \quad (2)$$

où g est la gravitation et $\Delta\rho$ la variation de la masse volumique de l'air sur une hauteur Δz . Quant à l'énergie cinétique, elle dépend de la variation de vitesse ΔU , sur la même échelle de hauteur Δz :

$$E_c = \rho\Delta U^2 \quad (3)$$

Comme critère de turbulence atmosphérique on utilise le nombre de Richardson (Ri) qui est aussi le rapport de l'énergie potentielle à l'énergie cinétique. Proposé par L. Prandtl et plus tard, en 1920, développé par L.F. Richardson, ce nombre par conséquent s'écrit :

$$Ri = \frac{g\Delta\rho\Delta z}{\rho\Delta U^2} \quad ou \quad Ri = \frac{\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta z}}{\left(\frac{\Delta U}{\Delta z}\right)^2} \quad (4)$$

Mais il sera plus utile de réécrire cette expression en utilisant la notion de la température potentielle θ qui décrit mieux l'état de stabilité de l'atmosphère. Par définition, c'est la température d'une particule d'air sec à (T, p) amenée adiabatiquement à la pression de 1000mb :

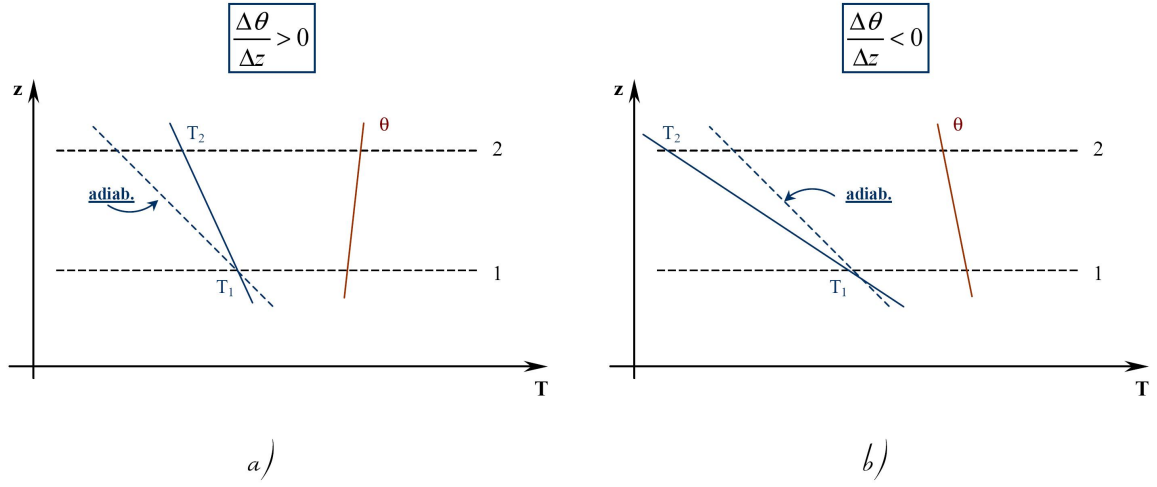


FIG. 4 – a) stratification stable ; b) stratification instable.

$$\theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{2}{7}} \quad (5)$$

D'autre part, d'après l'équation d'état du gaz parfait $p = \rho RT$, l'écart à l'adiabaticité de la densité sera :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta z} = -\frac{1}{T} \frac{\Delta\theta}{\Delta z} \quad (6)$$

Et donc, (4) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$Ri = \frac{g \frac{\Delta\theta}{T \Delta z}}{\left(\frac{\Delta U}{\Delta z} \right)^2} \quad (7)$$

Le nombre Ri définit le degré de turbulence de l'atmosphère. On peut distinguer plusieurs cas (Figure 3) :

- 1) si $Ri > 0$; $\frac{\Delta\theta}{\Delta z} > 0$, la stratification de milieu, en température, est stable (Figure 4a.) et l'apparition de turbulence est difficile. Et plus Ri est grand, plus la présence de turbulence est difficile et ce jusqu'à une certaine valeur critique où elle disparaîtra absolument. Cette valeur critique du nombre de Richardson qui vaut $\frac{1}{4}$ a été calculée théoriquement comme étant la valeur à partir de laquelle les ondes de Kelvin-Helmholtz deviennent instables ;
- 2) si $Ri < \frac{1}{4}$; dans le milieu la turbulence commence à apparaître ;
- 3) $Ri < 0$; $\frac{\Delta\theta}{\Delta z} < 0$, la stratification est instable (Figure 4b.). Le milieu est toujours turbulent et est appelé turbulence convective

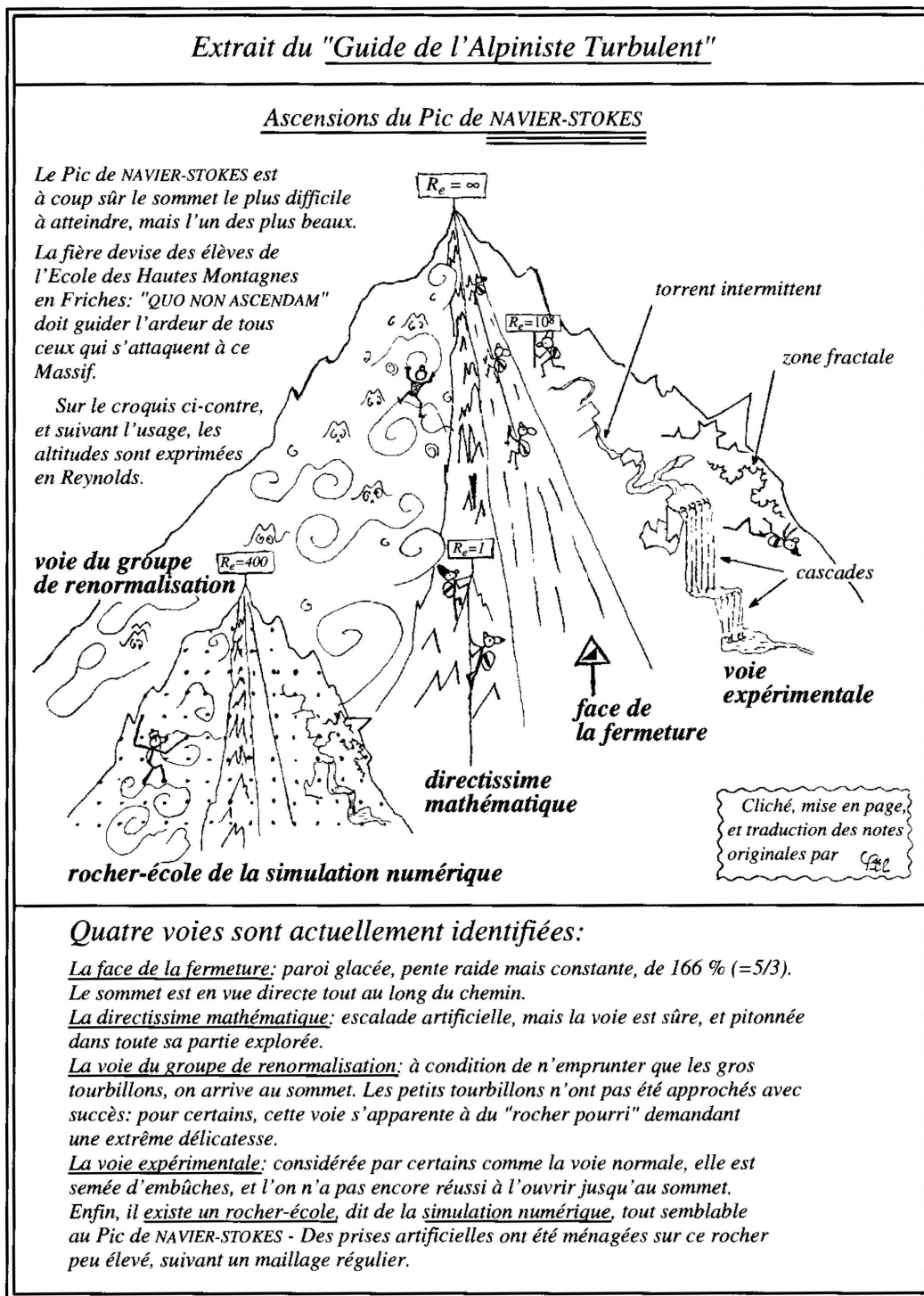


FIG. 5 – "Guide de l'Alpiniste Turbulent" dessiné par l'astronome Philippe Delache en 1977, ce dessin est tiré de l'ouvrage de [Frisch, 1996]

2 Propriétés statistiques de la turbulence atmosphérique

Regardons maintenant de plus près la structure interne de la turbulence. On peut considérer le flux turbulent moyen comme une superposition de tourbillons de différentes échelles. La dimension caractéristique de ces échelles est directement liée à la vitesse d'écoulement turbulent. Par exemple avec l'augmentation du nombre de Reynolds, on peut observer la désintégration des tourbillons de grande échelle L_o en échelles plus petites l_o . Les pulsations de grande échelle ont des plus grandes amplitudes qui sont de l'ordre des variations de la vitesse moyenne des tourbillons Δu sur la distance L et des fréquences $F_o = \frac{u}{L_o}$ plus basses que celles des pulsations de petite échelle f_o . En se désintégrant, les tourbillons de grande échelle transforment une partie de leur énergie cinétique $\varepsilon = \frac{u^3}{L_o}$ en énergie cinétique de plus petites échelles $\frac{u^3}{l_o}$ ne dissipant pratiquement pas d'énergie en chaleur. Dans ce flux turbulent, on a ainsi transformation perpétuelle d'énergie des tourbillons de grande échelle vers ceux de petite. Cette "cascade" se termine lorsque les éléments ont une taille $l \ll l_o$ où l'énergie cinétique se transforme alors en chaleur par dissipation visqueuse.

On peut alors décrire cette turbulence de la façon suivante :

- 1) Elle est isotrope ;
- 2) Il y a transport d'énergie turbulente à partir des tourbillons de grande dimension vers les tourbillons de plus petite dimension ;
- 3) La perte d'énergie cinétique s'effectue par cette cascade de dimension de tourbillons et non par dissipation en chaleur.

Ce simple schéma a permis à Kolmogorov d'établir une loi très importante qui permet d'écrire la structure de la turbulence. La fonction de structure du champ de vitesse dans un domaine d'échelle r s'écrit :

$$D_u(r) = \langle |(u(x) - u(x+r))|^2 \rangle \propto u_r^2. \quad (8)$$

On suppose que la fonction de structure n'est fonction que de ε et r et que le taux de transfert d'énergie cinétique par unité de temps est constant et ne dépend pas de la taille du tourbillon, par le raisonnement dimensionnel, il a exprimé cette loi sous la forme suivante :

$$D_u(r) = C\varepsilon^{\frac{2}{3}}r^{\frac{2}{3}} \quad (9)$$

qu'on appelle aussi la loi de " $\frac{2}{3}$ " de Kolmogorov-Obukhov. Elle n'est valable que dans le domaine $l_o \ll r \ll L_o$ qu'on appelle "zone inertielle" (Figure 6). car les mouvements y sont dominés par les forces inertielles, les forces de viscosité étant négligables.

En supposant que la température dans le flux turbulent se comporte de la même façon que la vitesse, par analogie avec (9), la fonction de structure des fluctuations de la température $\theta = T - \langle T \rangle$ qui a été déduite par [Obukhov, 1949] s'écrit comme :

$$D_T(r) = \langle |(\theta(x) - \theta(x+r))|^2 \rangle = C_T^2 r^{\frac{2}{3}} \quad (10)$$

où C_T^2 est la constante de la structure des fluctuations de température qui est fonction de l'énergie turbulente et du taux de production des fluctuations de la température (qui est également le taux de dissipation moléculaire).

D'autre part, le spectre tridimensionnel des variations de température $\Phi_T(f)$ dans un écoulement turbulent homogène et isotrope est calculé en fonction de la fréquence spatiale $f = 2\pi/r$ par

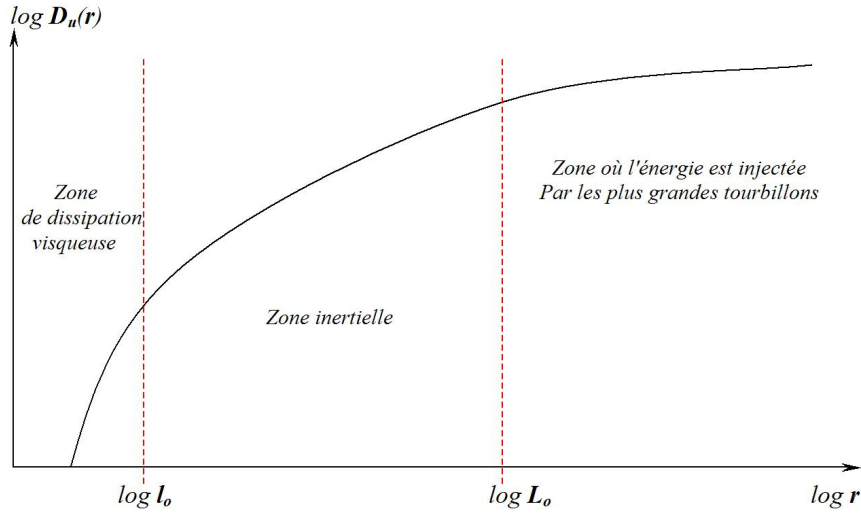


FIG. 6 – Représentation de la fonction de structure des fluctuations de vitesse.

[Tatarski, 1967] à partir de la fonction de structure (10) et prend la forme suivante :

$$\Phi_T(f) = 0.033 C_T^2 f^{-\frac{11}{3}} \text{ pour } \frac{2\pi}{L} \ll f \ll \frac{2\pi}{l} \quad (11)$$

Les fluctuations spatiales et temporelles de la température, de l'humidité et de la concentration d'éléments chimiques modifient localement les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction instantané qui régissent respectivement la réfraction et l'absorption des ondes électromagnétiques par le milieu traversé. Bien sur, les effets sont dépendants de la longueur d'onde considérée. L'indice de réfraction n de l'air, limité à la contribution du continuum dans le visible, s'écrit pour la longueur d'onde λ , la pression P , la température absolue T , et la pression de vapeur d'eau e :

$$n - 1 = \frac{77.6 \cdot 10^{-6}}{T} (1 + 7.52 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2}) (P + 4810 \frac{e}{T}) \quad (12)$$

Il s'en suit que les fluctuations d'indice en propagation verticale qui nous intéressent ne sont fonction que de la température et qu'on peut ainsi appliquer à l'indice de réfraction n les mêmes propriétés statistiques que pour cette dernière. Cependant, le spectre des fluctuations de l'indice de réfraction peut être aussi écrit de la même façon que (11) [Roddier, 1981] :

$$\Phi_n(f) = 0.033 C_n^2 f^{-\frac{11}{3}} \text{ pour } \frac{2\pi}{L} \ll f \ll \frac{2\pi}{l} \quad (13)$$

On peut en particulier définir un coefficient de structure C_n^2 tel que :

$$C_n^2 = \left(77.6 \cdot 10^{-6} (1 + 7.52 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2}) \frac{P}{T^2} \right)^2 C_T^2 ; m^{-2/3} \quad (14)$$

$C_n^2 [m^{-2/3}]$ est une constante de structure des fluctuations d'indice de réfraction qu'on utilise pour caractériser quantitativement la turbulence optique.

Généralement, on s'intéresse à sa distribution verticale et on considère que la turbulence est faible lorsque $C_n^2 \delta h \leq 10^{-17} m^{-2/3}$ et qu'elle est forte lorsque $C_n^2 \delta h \geq 10^{-13} m^{-2/3}$.

Regardons la propagation de l'onde électromagnétique qui traverse l'atmosphère bien stratifiée composée de plusieurs couches très fines d'épaisseur δh . À l'altitude h elle s'écrit :

$$\Psi_h(\mathbf{x}) = |\Psi_h(\mathbf{x})|e^{[i\varphi(\mathbf{x})]} \quad (15)$$

La variation de la phase $\varphi(\mathbf{r})$ définie par ses fluctuations isotropes d'indice n (à moyenne nulle) s'écrit, avec l'approximation des écrans minces :

$$\varphi(\mathbf{x}) = k \int_h^{h+\delta h} n(\mathbf{x}, z) dz \quad (16)$$

Ici, la covariance de la phase dans la couche :

$$B_\varphi(\mathbf{r}) = \langle \varphi(\mathbf{x})\varphi(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle = k^2 \delta h \int \langle n(\mathbf{x}, z)n(\mathbf{x} + \mathbf{r}, z + dz) \rangle, \quad (17)$$

la fonction de structure de la phase à la sortie de la couche peut s'écrire, en fonction du coefficient de structure de l'indice selon :

$$D_\varphi(\mathbf{r}) = 2[B_\varphi(0) - B_\varphi(\mathbf{r})] = 2.91k^2 C_n^2 \delta h r^{\frac{5}{3}} \quad (18)$$

Utilisant les propriétés statistiques du front d'onde et l'approximation de Fresnel et en sommant les effets de toutes les couches turbulentes de l'atmosphère, on obtient au niveau du télescope une onde diffractée dont la fonction de cohérence au niveau du sol s'écrit :

$$B_0(\mathbf{r}) = \exp -\frac{1}{2}D_\varphi(\mathbf{r}) = \exp -\frac{1}{2} \left[2.91k^2 \mathbf{r}^{\frac{5}{3}} \sum_j C_n^2(h_j) \delta h_j \right] \quad (19)$$

C'est ainsi que l'on définit la fonction de transfert atmosphérique $B(\mathbf{f}) = B_0(\lambda \mathbf{f})$ permettant de caractériser une image en pose longue obtenue au foyer d'un télescope au sol.

On définit la densité spectrale bidimensionnelle de puissance $W(\mathbf{f})$ comme la transformée de Fourier de la fonction de cohérence $B_0(\mathbf{r})$ [Roddiier, 1981]. Celle-ci est calculée par intégration sur l'épaisseur de la couche du spectre tridimensionnel des fluctuations d'indice Φ_n défini en (13) en fonction de la fréquence spatiale f (en m^{-1}) selon :

$$\begin{aligned} W_h(f) &= k^2 \delta h [(2\pi)^3 \Phi_n(2\pi f)] \text{ pour } \frac{1}{L_0} < f < \frac{1}{l_o} \\ &= \lambda^{-2} (2\pi)^{\frac{4}{3}} 0.033 C_n^2(h) \delta h \left(f^2 + \frac{1}{L_0^2} \right)^{-\frac{11}{6}} e^{-1.13 f^2 l_o^2} \end{aligned} \quad (20)$$

On montre que les fluctuations de l'amplitude $|\Psi|$ et de la phase φ sont statistiquement indépendantes, leurs spectres respectifs vérifient alors :

$$W_h(f) = W_{|\Psi|}(f) + W_\varphi(f)$$

avec :

$$W_{|\Psi|}(f) = W_h(f) \sin^2(\pi \lambda h f^2) \quad (21)$$

$$W_\varphi(f) = W_h(f) \cos^2(\pi \lambda h f^2) \quad (22)$$

et la sommation sur toutes les couches de l'atmosphère s'opère de la même manière que dans (19).

La variance des oscillations du front d'onde s'obtient en calculant la variance des fluctuations bidimensionnelles de la dérivée première de la phase pour les échelles supérieures à un diamètre de pupille D selon :

$$\sigma_{xy}^2(D) = \lambda^2 \int_{1/L_o}^{1/D} f^2 W_\varphi(\mathbf{f}) d\mathbf{f} \quad (23)$$

σ_{xy}^2 s'appelle aussi la variance du *tilt* du front d'onde. Dans l'approximation de champ proche valable lorsque les distances r vérifient $r \gg \sqrt{\lambda h}$, les variations d'amplitude sont négligeables et l'on peut assimiler la fonction de structure (et donc le spectre) de la phase à celle de l'onde complexe : $D_\varphi(\mathbf{r}) \approx D(\mathbf{r})$. Dans les conditions de champ lointain ($r \ll \sqrt{\lambda h}$), [Fried, 1966] la relation suivante donne la fonction de structure de la phase : $D_\varphi(\mathbf{r}) \approx 1/2 D(\mathbf{r})$. La variance des fluctuations d'amplitude s'exprime comme l'intégrale du spectre sur les fréquences spatiales plus basses que la fréquence de coupure de la pupille utilisée, on peut la rattacher à l'intensité lumineuse instantanée $I = \Psi\Psi^* = |\Psi|^2$ en calculant le moment d'ordre 2 des fluctuations d'amplitudes, aussi appelé indice de scintillation et défini comme :

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} \quad (24)$$

qui s'écrit aussi, dans l'hypothèse de faibles fluctuations :

$$\sigma_I^2 = 4\sigma_{|\Psi|}^2 = \int_{1/L_o}^{1/D} W_{|\Psi|}(\mathbf{f}) d\mathbf{f} \quad (25)$$

En utilisant l'équation (25) pour une petite ouverture ($D \ll \sqrt{\lambda h}$), l'indice de scintillation σ_I^2 s'écrit [Roddier, 1981] :

$$\sigma_I^2 = 19.12 \lambda^{-7/6} (\cos \gamma)^{-11/6} \int_0^\infty C_n^2(z) z^{5/6} dz \quad (26)$$

où l'angle zénithal γ ne doit pas être trop grand car des phénomènes de saturation se produisent à l'horizon.

3 Les variables de l'astronomie

Image longue pose et résolution. L'image $I(\alpha)$ d'un objet astronomique $O(\alpha)$ obtenue au foyer d'un télescope en longue pose est une combinaison de la diffraction sur la pupille d'entrée, des aberrations des optiques et des perturbations atmosphériques :

$$I(\alpha) = O(\alpha) * S(\alpha).$$

Ces effets se combinent par le produit des fonctions de transfert de modulation $S(\alpha)$ dont l'étude permet de définir les tolérances de fabrication des miroirs en fonction des performances attendues en terme de résolution angulaire, compte-tenu de la qualité du site. La pose doit être suffisamment longue pour que les inhomogénéités de phase de taille plus grande que la pupille du télescope aient le temps de la traverser, les plus lentes étant celles dues aux fluctuations de l'air local sur le miroir primaire ou dans la coupole. En absence de l'atmosphère, la résolution \mathfrak{R} est définie

comme l'intégrale sur toutes les fréquences spatiales de la fonction de transfert de modulation du système optique, elle s'écrit pour la limite de diffraction sur un diamètre D :

$$\Re_D = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{\lambda} \right)^2 \quad (27)$$

Pour la limite atmosphérique, on utilise la fonction de transfert donnée par (19), dont l'intégrale est donnée par [Fried, 1966] :

$$\Re_A = \int B(f) df = 3.44 \left(\frac{r_0}{\lambda} \right)^{-\frac{5}{3}} \quad (28)$$

avec r_0 évoqué plus haut calculé à partir de (19) et (28) en faisant intervenir l'angle zénithal ζ de la direction d'observation :

$$r_0 = \left[0.423 \frac{4\pi^2}{\lambda^2} (\cos \zeta)^{-1} \int C_n^2(z) dz \right]^{-3/5} ; m \quad (29)$$

En astronomie on exprime la qualité de l'image au foyer d'un télescope par sa largeur à mi-hauteur (FWHM) qui, pour un télescope de diamètre infini limité par l'atmosphère, a été calculée par [Dierickx, 1992] en fonction du paramètre de Fried :

$$\text{FWHM} = 0.976 \frac{\lambda}{r_0} = 5.345 \lambda^{-1/5} \left[(\cos \zeta)^{-1} \int C_n^2(z) dz \right]^{3/5} ; \text{radians}. \quad (30)$$

Image courte pose et cohérence spatio-temporelle. L'image courte pose est définie ici pour un temps de pose suffisamment court pour *geler* le front d'onde (Hypothèse de Taylor³), c'est à dire que les fréquences spatiales plus basses que la fréquence de coupure correspondant à l'ouverture du télescope ne sont pas à prendre en compte. Il est important de définir le temps de cohérence de front d'onde qui spécifie l'intervalle temporel au delà duquel la turbulence devient définitivement développée et deux observations sont considérées comme indépendantes. Pour l'optique adaptative pour sous-pupilles il est défini par [Rodier, 1981] :

$$\tau_o = B \frac{r_o}{v} \quad (31)$$

où B est une constante : qui dans le cas de l'optique adaptative (front d'onde échantillonné par de petites pupilles réparties sur un grand diamètre) donnée par [Fried, 1976] est 0.31, pour l'interférométrie ce paramètre est donné par [Colavita 1999] et vaut 0.81. v est une vitesse moyenne de turbulence :

$$v = \left[\frac{\int_0^\infty C_n^2(z) |V(z)|^{5/3} dz}{\int_0^\infty C_n^2(z) dz} \right]^{3/5} ; m/s \quad (32)$$

Dans le visible, on est aussi limité par l'étendue θ du champ angulaire dans lequel les perturbations de l'onde peuvent être considérées comme constantes. Ce paramètre, nommé angle isoplanétique, dépend de l'altitude caractéristique \bar{h} des couches turbulentes selon :

$$\theta = B \frac{r_o}{\bar{h}} \quad (33)$$

³Hypothèse de Taylor de la turbulence gelée, d'après laquelle le spectre spatial d'un champ aléatoire est transporté dans son intégralité avec la vitesse du vent. Cette hypothèse est vérifiée dans l'atmosphère pour les inhomogénéités de vitesse et de température dont la taille est plus petite que L_0 et si l'écoulement est de vitesse suffisante [Tatarski, 1967].

où \bar{h} est une altitude de turbulence :

$$\bar{h} = \left[\frac{\int_0^\infty C_n^2(z) z^{5/3} dz}{\int_0^\infty C_n^2(z) dz} \right]^{3/5} ; m \quad (34)$$

et sa valeur limite à partir de laquelle les effets de l'anisoplanétisme ne sont plus négligeables sera :

$$\theta_{max} = \left[2.91 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \int z^{5/3} C_n^2(z) dz \right]^{-\frac{3}{5}} \quad (35)$$

Une autre contrainte pour la correction des fluctuations du front d'onde provient de la nécessité de bien échantillonner la pupille. On utilise l'expression (19) de la fonction de structure avec le paramètre r_0 défini en (29) et on obtient, dans l'approximation de champ proche :

$$D_\varphi(f) \approx 6.88 \left(\frac{\lambda f}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}} \quad (36)$$

Cette expression indique que la taille caractéristique des perturbations est donnée par le paramètre de Fried et donc que leur nombre, dans un diamètre D , est de l'ordre de $(D/r_0)^2$.

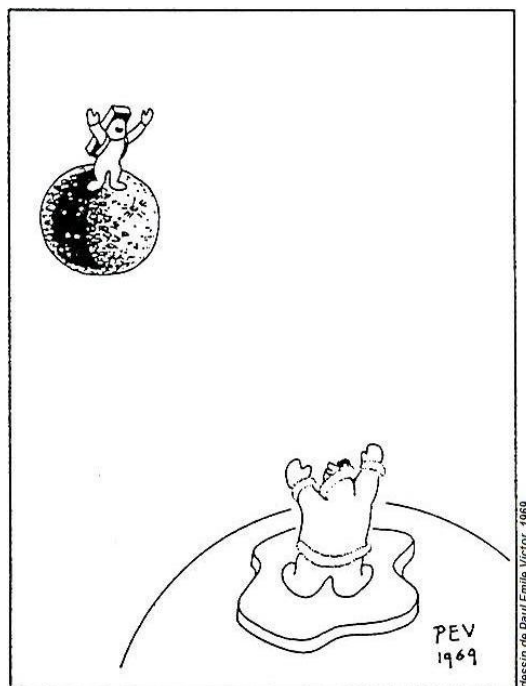
Dans la partie 1, je présenterai mes diverses contributions à l'étude du Dôme C comme site potentiel pour abriter un grand observatoire astronomique. J'ai participé à une expédition au Dôme C qui a permis la publication de divers résultats. J'ai aussi validé un modèle qui décrit les propriétés de l'atmosphère depuis le sol jusqu'à 35-40 km au dessus du Dôme C d'après les ré-analyses du modèle européen ECMWF.

Dans la partie 2, je présente mon analyse détaillée de l'atmosphère au dessus du site de La Silla en ce qui concerne la turbulence optique. J'analyse cinq mois de données avec la technique du SCIDAR Généralisé qui me permettent de faire un diagnostic complet et détaillé directement applicable à l'implémentation d'un système optimisé d'optique adaptative.

Enfin, je donnerai les conclusions de mon étude et les perspectives qu'elle ouvre.

Première partie

Le Dôme C sur le haut plateau Antarctique : Etude de site pour l'astronomie



Polar-Space connection

Le Dôme C comme site potentiel pour l'astronomie

Sommaire

1	Le Dôme C est sur le haut plateau Antarctique	31
2	Crépuscules astronomiques au Dôme C	35
3	Campagnes de caractérisation du site pour l'astronomie au Dôme C	38

1 Le Dôme C est sur le haut plateau Antarctique

L'intérêt astronomique pour le Dôme C a considérablement augmenté pendant ces dernières années. Désormais, beaucoup de scientifiques sont convaincus que l'installation ici d'un observatoire astronomique est devenue beaucoup plus qu'un beau rêve de pionniers de ce plateau antarctique (75S, 123E). Par conséquent, sa faisabilité doit être précisément étudiée. Pour commencer cette étude regardons tout d'abord les critères généraux qui rendent ce site astronomique unique sur la Terre par rapport aux autres. Donc, on va commencer ce chapitre par un rappel de certaines propriétés importantes de ce plateau Antarctique qui intéressent beaucoup les astronomes. La plupart des observatoires internationaux sont situés aux latitudes moyennes, sur des îles ou des montagnes côtières. Mais les résultats récents de qualification du site à la nouvelle station franco-italienne Concordia au Dôme C ont encouragé la communauté internationale à proposer des projets scientifiques qui pourraient utiliser ces conditions exceptionnelles pour les observations astronomiques.

L'Antarctique est un continent autour du Pôle Sud de la Terre qui est recouvert d'une calotte glaciaire épaisse de 2000 mètres en moyenne. La formation du courant océanique circumpolaire, long de 24 000 kilomètres isole l'océan Austral des autres mers plus chaudes et définit la position du front polaire (Figure 1a). La glace reposant directement sur le socle rocheux, couvre une surface de 12.5 millions de kilomètres carrés et constitue l'islandsis, qui se plonge, dans certains secteurs, par d'immenses plates-formes s'étalant et flottant sur l'océan qui en partie disparaissent en été. Au total, les glaces permanentes qui dessinent le contour de l'Antarctique couvrent 14 millions de kilomètres carrés, soit plus de vingt-cinq fois la superficie de la France. La chaîne transantarctique est une limite naturelle entre les parties Est et Ouest (Figure 1b). L'Antarctique de l'Est a la forme d'un immense Dôme qui monte lentement lorsque l'on s'éloigne de la côte, atteignant 1000 mètres d'altitude à une cinquantaine de kilomètres; plus loin, la pente devient

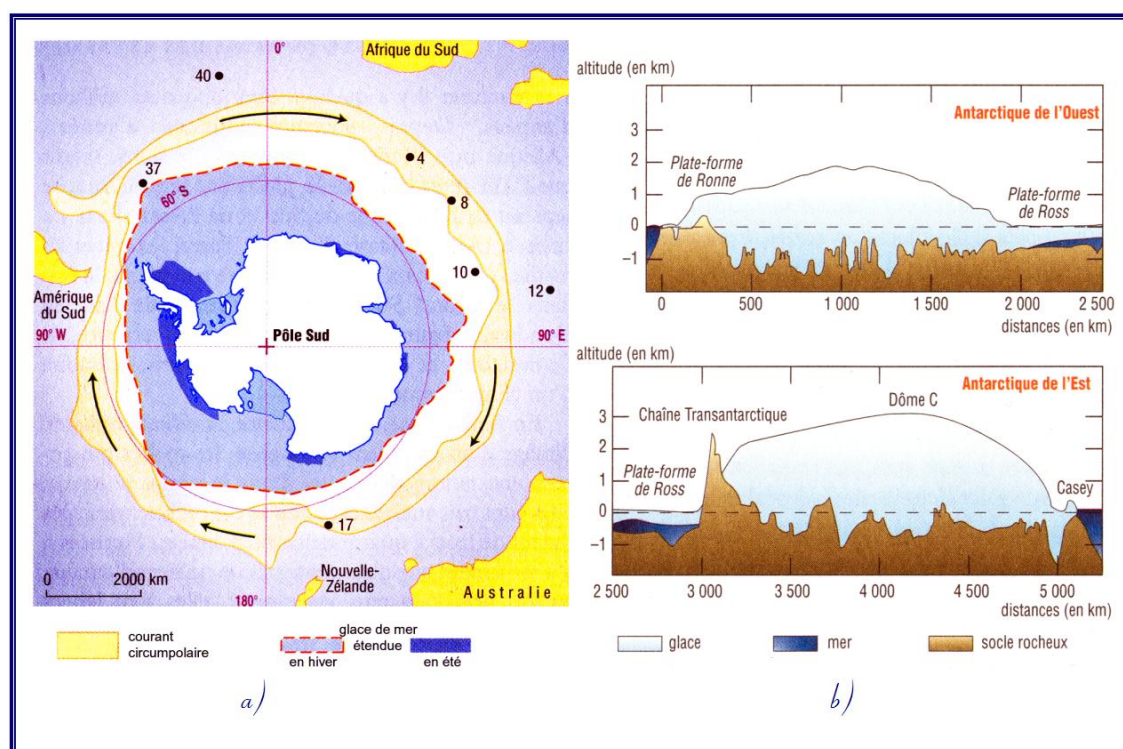


FIG. 1 – a) Le courant circumpolaire autour l'Antarctique ; b) L'Antarctique Est et Ouest.

imperceptible et l'horizon semble infini, mais les courbes de niveau, qui suivent sensiblement le contour des côtes, atteignent plus 4000 mètres où se trouve la zone la plus difficile à atteindre que l'on baptise "pôle d'inaccessibilité" (81S, 75E). L'Antarctique de l'Ouest, moins étendu, ne représente que le cinquième de la surface totale. Les altitudes dans cette partie du continent sont moins importantes que dans celle de l'Est atteignant au maximum 2300 mètres. En prolongeant au delà de la péninsule Antarctique, on est relativement proche de l'Amérique du Sud. Le Dôme C est une zone située dans la partie Est du continent à l'altitude de 3233m qui se trouve environ à 1100 kilomètres de la base côtière française Dumont Durville, à 1200 kilomètres de la base italienne Terra Nova (depuis 2006, nouvellement renommée Mario Zuccheli) et à 1670 kilomètres de la base américaine du Pôle Sud.

Au début de l'aventure humaine au Dôme C, l'intérêt scientifique pour ce plateau, ne concernait pas spécialement les recherches astrophysiques. Conscients de l'intérêt scientifique du plateau antarctique, l'IPEV qui s'appelait encore l'Institut Français de Recherche et de Technologie Polaires (IFRTP) et le PNRA ont signé un accord de coopération en 1993 en vue de la réalisation d'une station scientifique permanente au Dôme C : la station Concordia. Les objectifs principaux pour cette nouvelle base continentale avant ce projet astronomique étaient plutôt orientés vers la glaciologie (Programme EPICA), la météorologie, la climatologie, la sismologie et les autres recherches en géophysique d'une façon générale [IPEV, 2003]. Le choix précis de l'emplacement de la station a été fait par les glaciologues qui recherchaient la meilleure stabilité du plateau glaciaire (Figure 2a). Il se trouve que les vents catabatiques de surface suivent grosso modo les mêmes trajectoires que les mouvements des glaces en descendant des hauts plateaux. Et grâce à son emplacement, ce site bénéficie également d'une très faible vitesse moyenne de vent. La vitesse moyenne du vent est en effet relativement modérée dans les régions centrales (2 à 5m/s) et plus

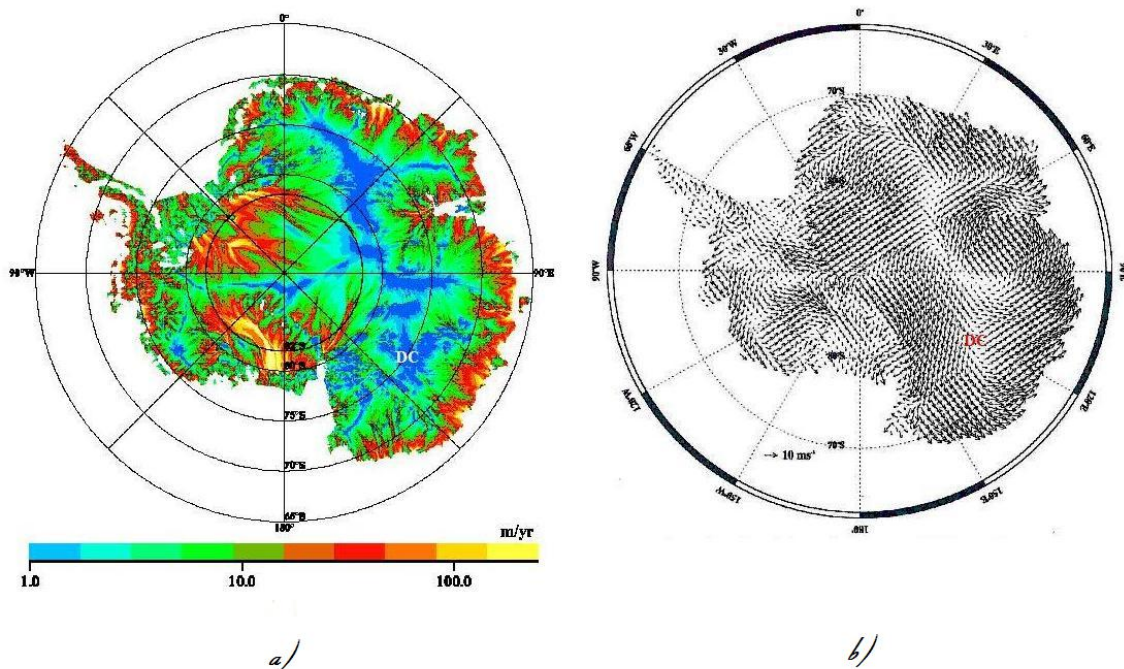


FIG. 2 – a) Vitesse de déplacement de la glace en Antarctique, mesures de la topographie ERS-1 ; b) Les vents catabatiques suivent plus ou moins les pentes extérieures, de sorte qu'ils sont réduits au minimum près des dômes.

élevée dans les régions côtières (8 à 20m/s) où les vents peuvent souffler en tempête. C'est le vent catabatique. Les vents catabatiques sont des rapides flux d'air créés par le refroidissement de l'air au contact direct de la surface de glace et qui descendant des hauts plateaux accélèrent suivant le relief jusqu'à la côte où ils peuvent atteindre et même dépasser 100-200km/h. Sur la Figure 2b on voit que les hauts plateaux antarctiques (Dôme A, Dôme C et Dôme F) sont protégés de ces vents violents. La température est très basse sur ces plateaux, pendant l'été -25°C et pendant l'hiver -70°C en moyenne. L'atmosphère y est extrêmement sèche à cause des très basses températures. Paradoxalement, il neige peu en Antarctique et encore moins sur les dômes, en général. La précipitation est inférieure à 30mm d'eau par an. Les dépressions permettant l'arrivée de masses d'air maritime humide pénètrent difficilement à l'intérieur du continent. L'air froid qui atteint le centre ne contient pratiquement plus de vapeur d'eau et les flocons sont remplacés par des petits cristaux déplacés par le faible vent de surface. Loin de toute civilisation l'Antarctique offre aussi les meilleures conditions d'observations nocturnes. La faible lumière des étoiles est souvent noyée dans les lumières parasites provenant de la civilisation. La carte de pollution lumineuse de la Figure 4 montre la concentration de points lumineux un peu partout en Europe, Amérique du Nord et Amérique du Sud, Asie, un peu moins en Afrique et Australie. L'Antarctique est un continent isolé également de toute pollution lumineuse et industrielle. Il est donc sur ce paramètre exceptionnellement favorable pour l'installation d'un prochain observatoire astronomique.

Mais il existe un phénomène local qui peut quand même être un obstacle pour les observations astronomiques. Ce sont les aurores polaires. C'est un phénomène exceptionnel qui se passe principalement dans les régions polaires (Figure 5a). Pourquoi elle nous intéresse autant ? Malgré sa beauté étrange l'aurore est une gêne pour les observations astronomiques et particulièrement

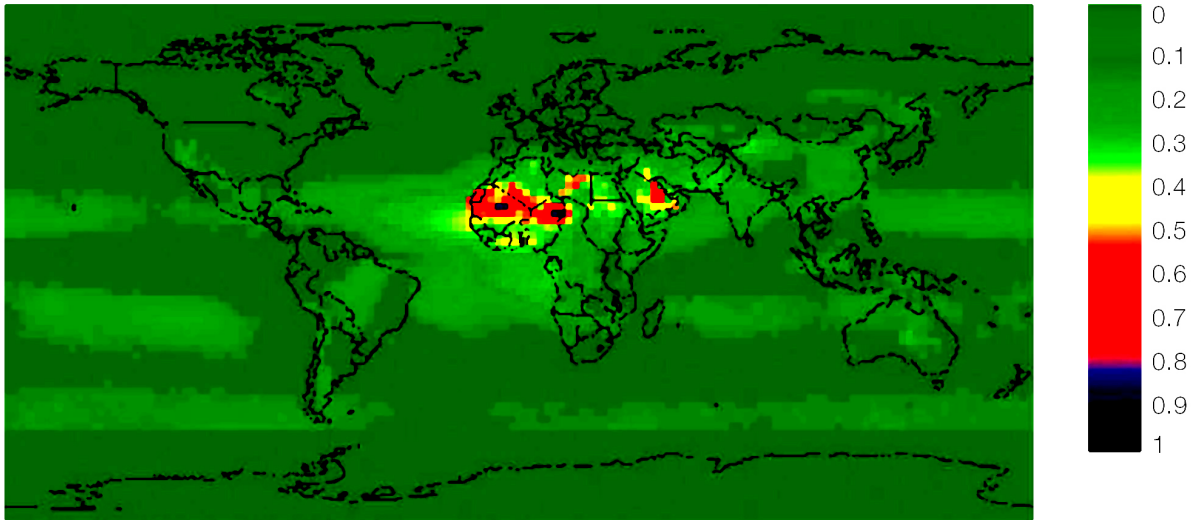


FIG. 3 – Distribution de la quantité d'aérosol dans le monde entier présenté par FriOWL [Sarazin, 2006a].

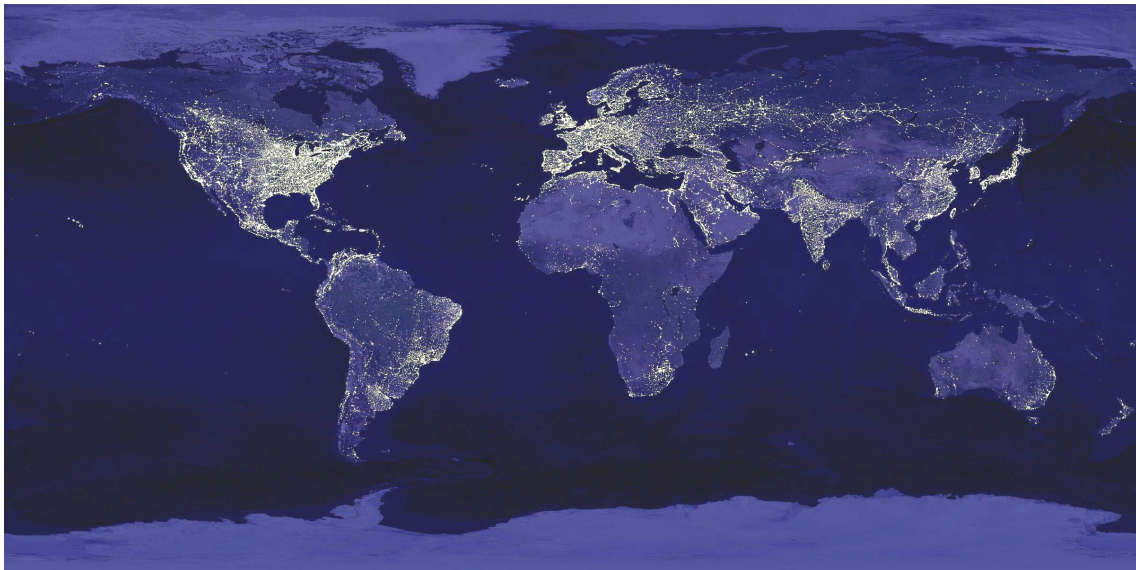


FIG. 4 – Pollution lumineuse (l'image satellite).

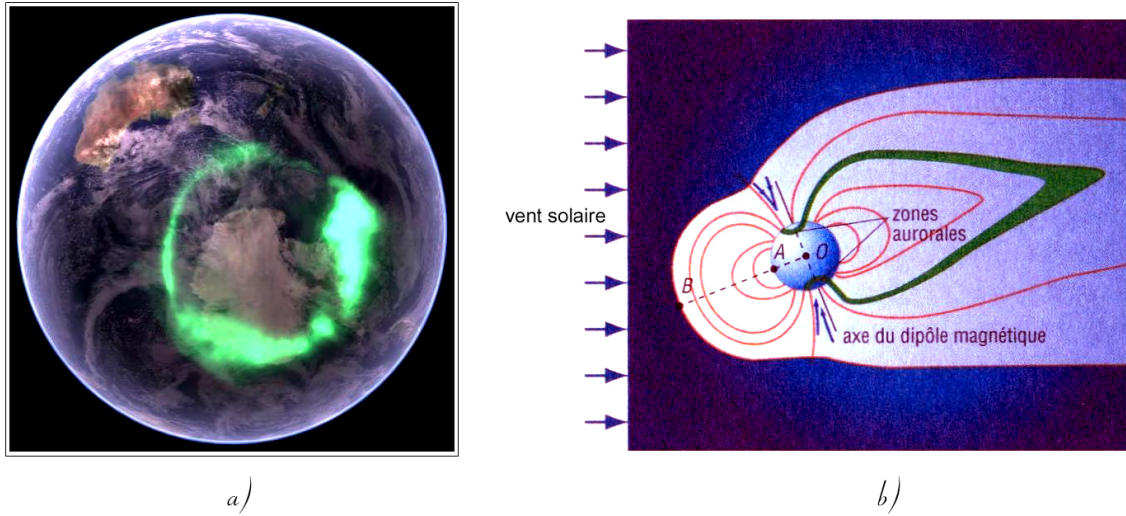


FIG. 5 – a) Aurore au-dessus de l'Antarctique ; b) Interaction entre le vent solaire et la magnétosphère terrestre.

dans le domaine visible. L'origine de ce phénomène se situe au delà de la Terre, vers le Soleil. Les hautes couches de l'atmosphère solaire éjectent constamment dans l'espace un flux de plasma constitué essentiellement d'ions et d'électrons. Ce flux de particules chargées s'appelle le vent solaire. Quand celui-ci rencontre le champ magnétique de notre Terre, il crée une cavité étendue, appelée la magnétosphère (Figure 5b). Sur une grande partie du continent Antarctique, le champ magnétique terrestre est presque vertical. Cette propriété facilite la pénétration dans la haute atmosphère de particules électriquement chargées. En heurtant les molécules de la très haute atmosphère (400km-100km), ces particules provoquent des émissions lumineuses, les aurores boréales au nord et australes au sud. En principe, les aurores entourent les pôles magnétiques et forment un anneau entre 65° et 75° de latitude magnétique. L'axe du champ magnétique est décalé d'environ 11° par rapport à l'axe de rotation et se trouve au voisinage de la station Vostok $78^\circ 28' S$ $106^\circ 48' W$ dans l'hémisphère Sud et au nord du Groenland dans l'hémisphère Nord. Le Dôme C se trouve environ à 5° du pôle magnétique (550km) ce qui le place bien à l'intérieur du cercle auroral. La position du Dôme C est donc avantageuse par rapport aux autres plateaux (Dôme A et Dôme F) en ce qui concerne la pollution lumineuse par les aurores.

2 Crépuscules astronomiques au Dôme C

L'un des paramètres qui attirent la convoitise des astronomes est la continuité de la nuit polaire. Par définition la fin (le soir) ou le début (matin) des crépuscules civil, nautique et astronomique se produit quand le centre du Soleil est abaissé de 6° , 12° et 18° sous l'horizon. Quand le soleil est en dessous de 18 degrés, apparaissent à l'œil nu les étoiles de sixième grandeur. En astronomie, c'est le moment du début de la nuit où la lumière du Soleil n'intervient plus dans le fond du ciel. Ce critère est très important pour les observations astronomiques. Cette définition est dérivée des observations visuelles et devrait peut-être mise à jour pour chaque type d'observation et de bande spectrale. Les moments de coucher et lever du Soleil ainsi que la durée de la nuit dépendent de la date et de la latitude géographique du site. Il ne faut pas oublier la réfraction atmosphérique, qui élève les objets au dessus de l'horizon. Ainsi, on peut voir le Soleil

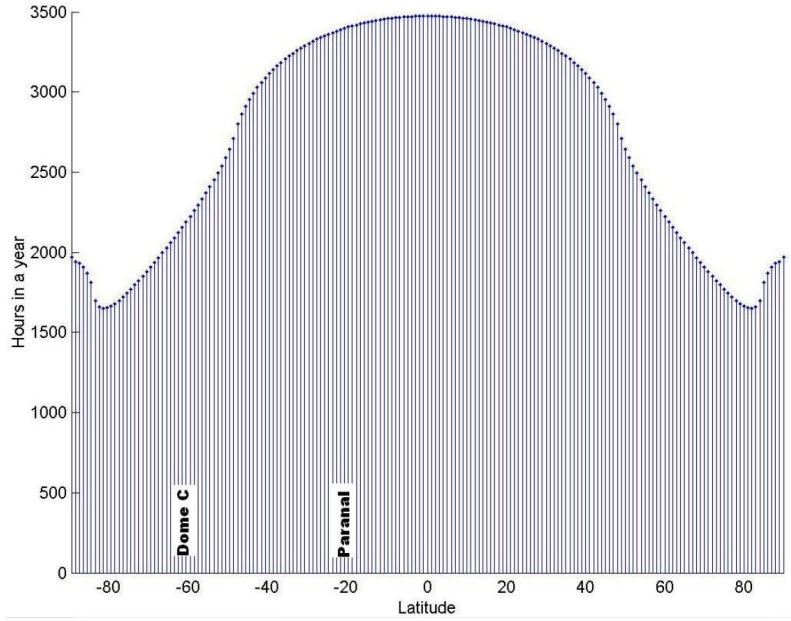
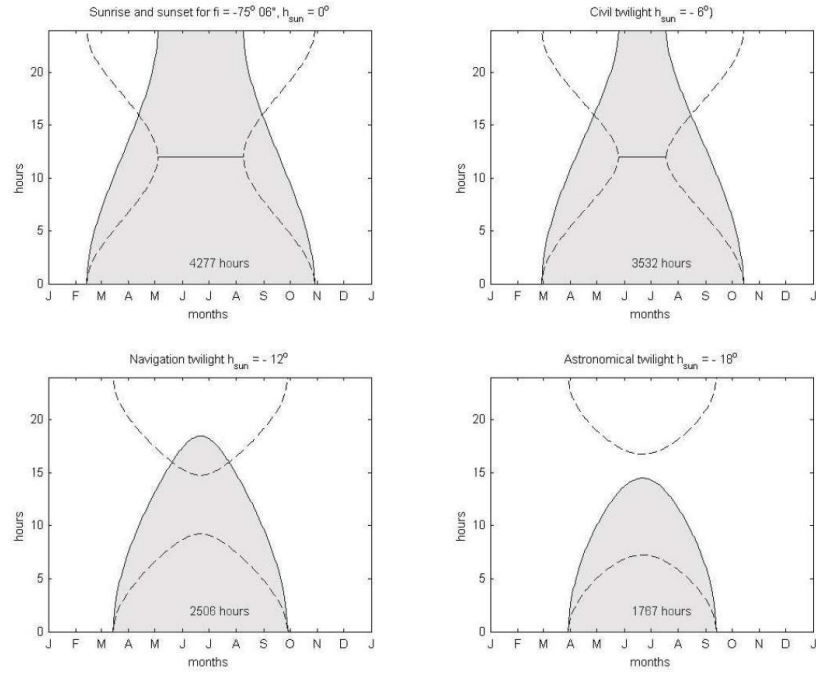


FIG. 6 – Le nombre d’heures d’observation en fonction de la latitude.

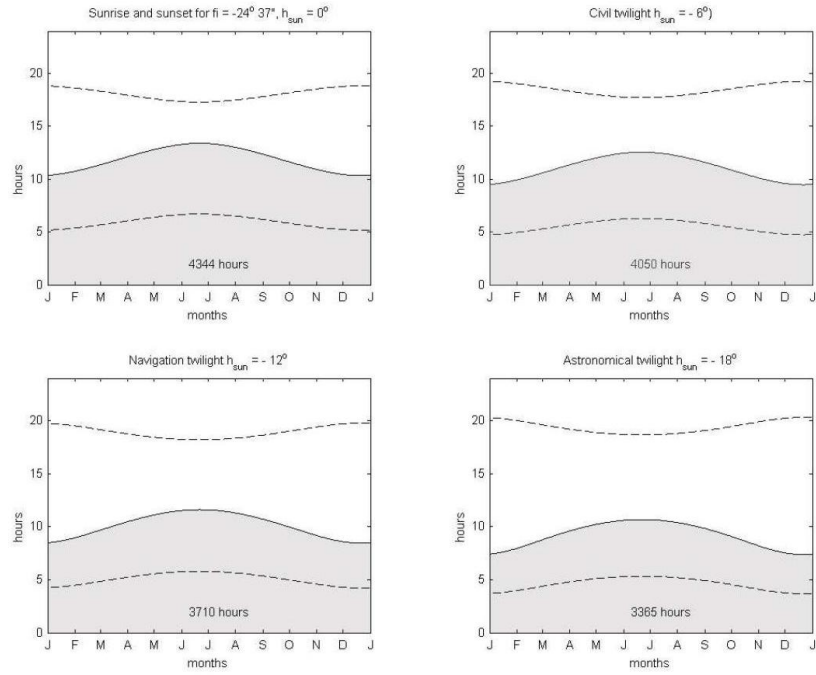
alors que celui-ci est déjà ou encore sous l’horizon. Du fait de la réfraction le centre du Soleil est alors à $50'$ sous l’horizon : $34'$ pour l’effet de la réfraction et $16'$ pour le demi diamètre du Soleil. Cependant, l’angle horaire H_o du Soleil au moment où son bord supérieur tangente l’horizon est donné par :

$$\cos(H_o) = [\cos(90^\circ 50') \sin(\delta_o) * \sin(\varphi)] / [\cos(\delta_o) * \cos(\varphi)] \quad (1)$$

où δ_o est la déclinaison solaire et φ est la latitude géographique. Depuis l’école on sait que la nuit ou le jour polaires peuvent durer plusieurs mois, jusqu’à 6 mois au Pôle Sud. C’est tout à fait vrai en parlant de nuit ou jour où le Soleil se couche au dessous de l’horizon au moins de 1° . Mais après avoir appliqué le critère de crépuscule astronomique on a moins de périodes de nuit ou de jour polaires continus. La déclinaison de l’orbite terrestre fait $\Upsilon = 23^\circ 27'$ ce qui réduit la déclinaison solaire dans (1) : $\delta = \delta_o - \Upsilon$. En utilisant la définition traditionnelle, la Figure 6 montre le nombre d’heures d’observation ($H_o = -18^\circ$) par an en fonction de la latitude géographique. Le minimum se produit à une latitude de $84^\circ 33'$, soit une distance du pôle de $5^\circ 27'$ qui est la différence entre la déclinaison de $23^\circ 27'$ et le critère de 18° sous l’horizon. L’inconvénient des emplacements polaires par rapport aux zones proches des tropiques est évident, le Dôme C fournit seulement la moitié de la période d’observations de ce qui est disponible aux latitudes moyennes. Comme montre la Figure 7, on devrait diminuer la position minimale du Soleil au-dessous de l’horizon à environ 10 degrés pour pouvoir observer des nuits plus longues que 24 heures. De fait il existe des arguments comme la plus haute transparence de l’atmosphère et le contenu aérosol inférieur (Figure 3) qui jouent en faveur de la relaxation des contraintes de la nuit astronomique en Antarctique. Cependant, on a besoin de mesures précises du fond du ciel au-dessus de Dôme C et préféablement dans plusieurs bandes spectrales pour pouvoir définir les priorités de la future astronomie en Antarctique.



a/



b/

FIG. 7 – Temps total disponible pour l'observation astronomique (gris) et limites de coucher et lever du Soleil (trait) locales au long de l'année et pour différentes valeurs de la latitude géographique : a) au Dôme C ; b) au Paranal [Sarazin, 2005a].

3 Campagnes de caractérisation du site pour l'astronomie au Dôme C

Les astronomes explorent le potentiel de l'Antarctique depuis les années 70. L'un des premiers prototypes de l'instrument pour le réseau hélio-sismologique IRIS pour les mesures de vitesse radiale du Soleil par effet Doppler pour la détection des modes acoustiques a été utilisé à la station Amundsen-Scott au Pôle Sud par un groupe de scientifiques du Département d'Astrophysique de l'Université de Nice. Un enregistrement de données continues a été effectué pendant six jours d'été polaire et a pu fournir un spectre de puissance bien résolu des ondes acoustiques solaires [Grec, 1980]. Cette base américaine implantée au Pôle Sud a une infrastructure assez développée qui a pu, depuis permettre l'installation d'un observatoire astronomique. Mais malheureusement, les études systématiques de la turbulence optique [Marks, 1996] ont ensuite montré ici la présence d'une forte turbulence. De plus, la statistique nuageuse, donne moins de 63% de temps clair (3/10) pendant l'hiver [Marks, 2002]. Et d'après [Marks, 1999], l'importante dégradation du seeing au pôle se produit dans les premiers 200 mètres, mais au-dessus l'atmosphère reste remarquablement stable. Le Pôle Sud se trouve à l'altitude de 2835 mètres et les vents catabatiques qui arrivent du Dôme A sont responsables de la turbulence optique au-dessus du site. D'autre part, la faible de turbulence à haute altitude permet de supposer un important potentiel de l'Antarctique pour certaines expériences astronomiques si l'on trouve des endroits où cette couche turbulente est moins épaisse que les 200 à 220 m du Pôle Sud lui-même.

En 1995, un autre groupe d'astronomes du Département d'Astrophysique de l'Université de Nice (Jean Vernin) et de l'Université de Rome (Giorgio dall'Oglio) a commencé à s'intéresser et explorer le Dôme C. Commenant en même temps que la construction de la station franco-italienne Concordia, plusieurs missions scientifiques ont été déjà effectuées dans le but de tester ces qualités : six missions d'été et déjà deux hivernages des astronomes (premier hivernage en 2005). Dans le cadre du programme Concordiastro (voir Photo 8), plusieurs expériences de caractérisation du site ont été déjà effectuées avec les instruments suivants : ballons météorologiques, ballons équipés de capteurs de fluctuations microthermiques pour mesurer les profils de $C_n^2(h)$, mesures de seeing avec les instruments DIMM (Differential Image Motion Monitor), GSM (Generalized Seeing Monitor), AASTINO (Automatic Astrophysical Site Testing International Observatory), profileur de turbulence atmosphérique SSS (Scidar Single Star), MOSP (Monitor of Outer Scale Profile), deux caméras GATTINI pour mesurer le fond du ciel. Ces expériences grâce aux différentes techniques employées montrent des avantages intéressants et quelques difficultés exceptionnelles de ce plateau par rapport aux autres sites astronomiques existants. Je le passe rapidement en revue ci-dessous.

Ballons météorologiques

Pendant cinq saisons d'été (2000-2004), 200 ballons météorologiques ont été lancés depuis la station Concordia. Ils sont équipés de radio-sondes équipées des capteurs Vaisala RS-80 ou RS-90. Les mesures sont effectuées toutes les deux secondes et fournissent une résolution verticale de quelques mètres pour les paramètres suivants : altitude (mètres), vitesse d'ascension (m/s), vitesse (m/s) et direction (degrés) du vent calculées directement par GPS ; pression (hPa⁴), température (°C) et humidité relative (%). Grâce à ces paramètres on peut étudier l'atmosphère au-dessus de Dôme C jusqu'à parfois 30 km. Ces campagnes de ballons météorologiques se poursuivent pendant les hivernages sous la responsabilité des programmes météorologiques

⁴hPa = mB, le millibar (mB) aujourd'hui rebaptisé hectopascal (hPa) et pour la suite pour mB voir hPa

italiens.

DIMM

La technique et l'instrument DIMM ont été développés par [Sarazin, 1990]. Un DIMM permet de mesurer le seeing en utilisant un télescope de petite ouverture (28 cm ici). Deux instruments DIMM ont été installés pendant 2 missions d'été 2002/2003 et 2003/2004. Le premier a été monté sur la plate-forme 5 m et le deuxième placé directement sur la neige à hauteur d'environ 2 mètres [Aristidi, 2003]. Le fait que deux instruments ont été placés à deux hauteurs différentes a permis de mesurer l'intégrale de la turbulence atmosphérique à deux niveaux différents. Il y a une différence importante entre les valeurs du seeing mesuré à ces deux niveaux. Le seeing en haut est meilleur que celui d'en bas, la différence moyenne est presque 40% pendant l'été et 25% pendant l'hiver. On peut déjà deviner qu'il faudra placer les instruments astronomiques de prochaine génération le plus haut possible pour assurer la meilleure qualité d'image. Cependant, la statistique de seeing exceptionnelle de 0.57 arcsec en médiane pendant l'été antarctique [Aristidi, 2005a] change complètement pendant l'hiver. La statistique obtenue pendant déjà les deux premiers hivernages, montre que cette valeur se dégrade jusqu'à 1.5 arcsec à 8.5 mètres [Agabi, 2006].

Ballons $C_T^2(h)$

40 ballons météorologiques équipés de capteurs sensibles aux fluctuations microthermiques [Azouit, 2005] ont été lancés pendant le premier hivernage en 2005 par Karim Agabi. Ces expériences mesurent la turbulence *in-situ* à partir des profils verticaux de $C_T^2(h)$ et permettent alors de calculer l'intégrale des effets optiques. Les résultats des 16 premiers ballons d'hiver 2005 montrent la présence permanente de la première couche atmosphérique estimée en moyenne à 36 mètres qui contient environ 87% de l'intégrale de la turbulence. La valeur médiane du seeing au-dessus de 30 mètres est de 0.36 arcsec ([Agabi, 2006]).

SCIDAR Single Star

La technique du SSS (Scidar Single Star) est dérivée de la technique du Scidar (SCIntillation Detection And Ranging), qui analyse la scintillation sur la pupille du télescope produite par la lumière d'une étoile simple en traversant les couches turbulentes de l'atmosphère ([Caccia, 1987] ; [Habib, 2005] ; [Habib, 2006]). Le SSS au Dôme C a été installé sur un télescope de 40 centimètres en Janvier 2006 par les chercheurs du LUAN M. Chadid et E. Aristidi⁵ et était complètement opérationnel pendant tout le deuxième hivernage. Les images de la pupille du télescope sont analysées en temps réel (pendant 15s) pour calculer des corrélations spatio-temporelles qui permettent de reconstruire les profils verticaux de la turbulence optique $C_n^2(h)$ et du vent $V(h)$ jusqu'à 20-25 kilomètres avec une résolution d'environ 250 mètres dans le premier kilomètre et d'1 kilomètre dans le reste de l'atmosphère. Les résultats préliminaires sont en bon accord avec les profils pris par les ballons $C_n^2(h)$. On observe aussi (sans la résoudre) la couche limite où la turbulence est beaucoup plus importante que dans l'atmosphère restante ([Vernin, 2006a] ; [Vernin, 2006b]). Cet instrument est compact, résistant au froid et fonctionne avec un petit télescope de 40 cm, donc mobile ce qui présente un grand avantage pour les campagnes de caractérisation de site astronomique en Antarctique comme ailleurs.

⁵<http://www-luan.unice.fr/CHADID/chadid-aristidi.htm>



FIG. 8 – CONCORDIASTRO

AASTINO

Cette station automatique équipée d'une combinaison d'instruments formée d'un SODAR (SONic Detection And Ranging) et d'un MASS (Multi-Aperture Scintillation Sensor) ainsi que d'une caméra CCD pour les images de couverture nuageuse (Icecam). Ils ont été installés en 2003 par l'équipe australienne de l'Université de New South Wales. En 2004, ont été effectuées les premières mesures de seeing pendant l'hiver mais à cause de difficultés mécaniques les observations ne couvrent que la période du 23 Mars au 5 Mai. Ces observations ont permis d'obtenir des estimations du seeing au-dessus de 30 mètres (limite instrumentale) de valeur moyenne 0.27 arcsec [Lawrence, 2004]. Les images de la web-camera, qui est restée bien opérationnelle pendant tout l'hiver montrent un ciel exceptionnellement clair pendant presque toute la période d'hiver.

ICECAM : La première statistique de couverture nuageuse à Dôme C pendant la période de Février jusqu'à Novembre 2001 a été faite à partir des images de CCD de grand champ (Icecam). Elle montre que le ciel était clair pour 74% du temps et le 26% sont des nuages (ou le mauvais) fonctionnement de la caméra à cause du givre ([Travouillon, 2002]).

SUMMIT : L'expérience SUMMIT (Sub-Millimetre Sky Opacity) a été effectuée au Dôme C pendant la campagne d'été de 2000-2001 (21 Décembre 2000 - 26 Janvier 2001). C'est un radiomètre qui mesure la radiation du ciel dans longueur d'onde $350\mu m$ et équipé d'un miroir qui scanne le ciel à 360° . Ces sont les premières mesures de jour de l'opacité du ciel dans sub-millimétrique au Dôme C. L'opacité médiane au zénith était 1,60 pendant cette période (le meilleur que 25% : 1.45, le meilleur que 75% : 1.75) ([Travouillon, 2002]) et cette valeur est meilleure par rapport aux autres sites astronomiques (pour les très bons sites elle est environ 2).

GATTINI

Installés au niveau de 2m (à environ 800m de la station Concordia), les instruments italiens GATTINI sont deux caméras qui permettent d'effectuer des mesures de fond du ciel, couverture nuageuse sur un grand champ et détection de la lumière aurorale pendant la nuit antarctique au Dôme C. Ils sont opérationnels depuis Janvier 2006 et ont passé le premier hivernage [Moore, 2006a]. La première caméra, nommée GATTINI-SBC, a un champ de $6^\circ \times 4^\circ$ (11 arc-sec/pixels), centré au Pôle Sud céleste. Elle prend des images répétitives de fond du ciel (Sloan g'filter, centré sur 477nm) et les compare directement aux étoiles de référence dans le champ. La deuxième caméra, nommée GATTINI-allsky, a un objectif fish-eye avec un champ de 110° pointé vers le zénith. Ces images du ciel nocturne doivent fournir la statistique à long terme de la couverture nuageuse, ainsi que l'intensité du fond de ciel en fonction de l'angle zénithal et les phases solaire et lunaire et l'ampleur spatiale de l'aurore australe. Les résultats préliminaires ont été présentés dans le [Moore, 2007].

OEIL NU

Entre autre, la statistique de couverture nuageuse a été mesurée à l'oeil nu pendant toute la durée du deuxième hivernage par Eric Aristidi (Figure 9). Si la précision quantitative de cette mesure laisse place à un peu d'incertitude (certains cirrus très fins peuvent ne pas être visibles à l'oeil qui éventuellement perturbent les mesures photométriques), la robustesse de l'instrument a

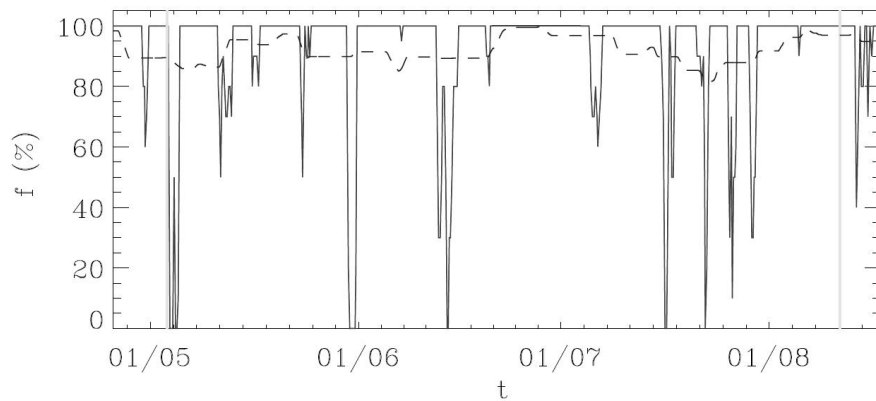


FIG. 9 – (Ligne solide) - La fraction de ciel clair f au Dôme C observée pendant l'hivernage 2006 ; (tirails) - duty cycle au dôme C, lissé sur une période de 10 jours.

permis de ne perdre aucun jour de mesure et cette base de donnée de référence a une très grande valeur ([Mosser, 2007])

Résultats de qualification du site pour l'astronomie

Sommaire

1	Analyse des campagnes d'été au Dôme C	43
2	Analyse d'hiver au Dôme C	54

1 Analyse des campagnes d'été au Dôme C

"Site testing in summer at Dome C, Antarctica"

Aristidi, E., Agabi, A., Fossat, E., Azouit, M., Martin, F., Sadibekova, T., Travouillon, T., Vernin, J., Ziad, A.

Astronomy and Astrophysics, 444, 651-659, 2005

Résumé

Dans cet article, on présente les résultats des mesures de la turbulence optique pendant deux campagnes d'été au Dôme C. Les résultats principaux sont : seeing exceptionnel pendant la journée mieux que 0.5'' pendant chaque après-midi et grande valeur de l'angle isoplanétique, trois fois plus grand qu'à Paranal pendant la nuit. Cette combinaison avec le ciel clair et coronal pendant de longues périodes fait du Dôme C probablement un des meilleurs site sur la Terre pour l'astronomie solaire dans les domaines visible, et certaines bandes de l'infrarouge qui ne sont pas perturbées par l'émission du fond du ciel.

Les nombreux résultats qui ont été présentés dans ce papier, constatent un fort gradient de température vertical dans la couche limite (les 100 premiers mètres au-dessus de la neige). Ce gradient, positif à minuit (la glace est "plus froide" que l'air ci-dessus) et négatif l'après-midi (la glace est chauffée par le rayonnement du Soleil) disparaît deux fois par jour : le matin et l'après-midi vers 17LT où le seeing est le meilleur.

Site testing in summer at Dome C, Antarctica

E. Aristidi¹, A. Agabi¹, E. Fossat¹, M. Azouit¹, F. Martin¹, T. Sadibekova¹, T. Travouillon², J. Vernin¹, and A. Ziad¹

¹ Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice, Université de Nice Sophia Antipolis, Parc Valrose,
06108 Nice Cedex 2, France
e-mail: aristidi@unice.fr

² School of Physics, University of New South Wales, Sydney, NSW 2052, Australia

Received 28 May 2005 / Accepted 23 August 2005

ABSTRACT

We present summer site testing results based on DIMM data obtained at Dome C, Antarctica. These data were collected on the bright star Canopus during two 3-months summer campaigns in 2003–2004 and 2004–2005. We performed continuous monitoring of the seeing and the isoplanatic angle in the visible. We found a median seeing of 0.54'' and a median isoplanatic angle of 6.8''. The seeing appears to have a deep minimum around 0.4'' almost every day in late afternoon.

Key words. site testing

1. Introduction

The French (IPEV) and Italian (ENEA) polar Institutes have been constructing the Concordia base on the Dome C site of the Antarctic plateau (75°S, 123°E) at an elevation of 3250 m that corresponds, given the cold air temperatures, to an air pressure encountered around 3800 m at more standard latitudes. The Concordia construction is now completed and the first winterover started in 2005. Astronomy is obviously near the top of the list of the scientific programmes that will benefit from this unique site: the extremely cold and dry air is complemented by very low winds, both at ground level and at higher altitude, so that an exceptionally good seeing is expected.

In the late 90's a site testing program based on balloon-borne microthermal sensors was conducted by J. Vernin and R. Marks at South Pole (Marks et al. 1999). As katabatic winds are present at the South Pole, these authors found poor seeing from the ground (recent measurements by Travouillon et al. 2003 confirmed a value of 1.7'' in the visible range). An amazing result is that the seeing drops down to 0.3'' at 200 m height above the surface, i.e. at an altitude of 3050 m above sea level. Therefore Dome C, with its 3250 m altitude, in a low wind area, appeared an excellent candidate for astronomy.

These promising qualities encouraged our group to initiate a detailed analysis of the astronomical site properties. In 1995, a Franco-Italian group directed by J. Vernin made a pioneering prospective campaign at Dome C and launched a few meteorological balloons. A systematic site-testing programme was then initiated under the name of Concordiastro, first funded by IPEV in 2000. Proposed site-testing was based on two kinds of measurements. First, a monitoring of the turbulence parameters in the visible (seeing r_0 , isoplanatic angle θ_0 , outer scale \mathcal{L}_0 , and coherence time τ_0) with a GSM experiment (Ziad et al. 2000)

pecially designed to work in polar winter conditions. In addition to this monitoring, it was proposed to launch balloons equipped with microthermal sensors to measure the vertical profile of the refractive index structure constant $C_n^2(h)$ (Barletti et al. 1977). It was predicted that 50 to 60 balloons would be regularly launched during the polar winter.

On-site campaigns began in summer 2000–2001 and were performed every year until 2004–2005 with a double aim. It was first necessary to test the behaviour of all instruments in the “intermediate” cold temperature of the summer season that ranges between -20 and -50 °C. This first step was also used to anticipate the more difficult winter conditions, with -50 to -80 °C, in order to be technically confident of the first winterover equipment. On the other hand, the summertime sky quality is interesting in itself, so solar observations were started in 1979–1980 at the South Pole. At Dome C the long uninterrupted sequences of coronal sky (far longer than at South Pole) and the expected occurrence of excellent seeing make it a very promising site for high resolution solar imaging and specially solar coronagraphy.

So far, 6 summer campaigns have been performed totalling 80 man-weeks of presence on the site. The first winterover also began this year. 197 meteorological balloons were successfully launched and corresponding results were published in Aristidi et al. (2005). Major conclusions are that the wind speed profiles in Dome C appear as the most stable among all the astronomical sites ever tested, and that the major part of the atmospheric turbulence is probably generated in the first 100 m above the snow surface, where the temperature gradients are the steepest (around 0.1 °C/m).

In this paper we present the results of daytime turbulence measurements (seeing and isoplanatic angle) made with various techniques. The paper is organised as follows: in Sect. 2 we

briefly review the theory of the turbulence parameters we measured. Section 3 presents the instrumental setup at Dome C. Section 4 describes the observations, the various calibration procedures, and the online and offline data processing. The results of the monitoring are in Sect. 5. A final discussion is presented in Sect. 6 and an appendix on error analysis ends the paper.

2. Theory

2.1. Seeing

Atmospheric turbulence is responsible for the degradation of image resolution when observing astronomical objects. The full width at half maximum (FWHM) of the long-exposure point-spread function broadens to a value ϵ called *seeing*, usually expressed in arcseconds; this parameter represents the angular resolution of images for given atmospheric conditions. In the visible, ϵ is around $1''$ for standard sites.

Fried (1966) introduced a so-called parameter r_0 that can be regarded as the diameter of a telescope whose Airy disc has the same size as the seeing. He derived the following relation

$$\epsilon = 0.98 \frac{\lambda}{r_0}. \quad (1)$$

The seeing is one of the most important parameters that describe atmospheric turbulence. Seeing monitors have been installed in major observatories, such as ESO Paranal, and they produce constant data that are used to optimize the observations. Seeing estimation can be made by various methods (Vernin & Munoz 1995); seeing monitors that allows continuous measurements are traditionally based on differential image motion, such as the DIMM (Differential Image Motion Monitor) used at Dome C. It is extensively described in the literature (Sarazin & Roddier 1990; Vernin & Munoz 1995; Tokovinin 2002) and has become very popular because of its simplicity.

A DIMM is a telescope with an entrance pupil made of 2 diffraction-limited circular sub-apertures of diameter $D < r_0$, separated by a distance $B > D$. A tilt is given to the light propagating through one of the two apertures to produce twin images that move according to the turbulence. The Fried parameter is computed from longitudinal (σ_l^2) and transversal (σ_t^2) variances of the image motions using Eqs. (5) and (8) of Tokovinin (2002).

2.2. Isoplanatic angle

The isoplanatic angle is a fundamental parameter for adaptive optics (AO). It is the correlation angle of the turbulence, i.e. the maximum angular distance between two point-sources affected by the same wavefront distortions. In AO systems, these distortions are usually estimated on a nearby bright reference star. This reference star must be in the isoplanatic domain, which in most cases dramatically reduces the observable piece of sky.

As for the seeing, the isoplanatic angle θ_0 is a scalar random variable, usually expressed in arcseconds, resulting from an integral over the C_n^2 profile (Ziad et al. 2000;



Fig. 1. Concordiastro observatory in November 2004. One can see the two platforms and the wooden igloo between. The DIMM is on the top of one platform.

Avila et al. 1998). Loos & Hogge (1979) proposed an approximate estimation based on the scintillation of a point-source star through a 10-cm pupil. Estimation is even better if one uses a 4-cm diameter central obstruction. As for the DIMM, this technique allows continuous monitoring of the isoplanatic angle, as well as of the scintillation data. It is used routinely by the GSM instrument (Ziad et al. 2000) for site qualification.

3. Instrumentation

3.1. The Concordiastro observatory

The Concordiastro observatory is based on two wooden platforms designed by J. Dubourg (Observatoire de la Côte d'Azur) and built by the "Ateliers Perrault Frères", a factory in western France. The design of these platforms recalls the first floor of the Eiffel Tower (see Fig. 1). These platforms are 5 m high and equipped with massive supports for the telescopes. The height has been chosen for site-testing purposes to avoid the surface-layer turbulence. They are located 300 m away from the Concordia station, in a SW direction to avoid pollution from the prevailing S or SW winds (Aristidi et al. 2005). The first one was erected in December 2002, the second in January 2004. All the installation is built onto a 2 m high pavement of compacted snow for stability, as for the Concordia buildings.

Between the two platforms, a wooden container nicknamed "igloo" hosts the electronics and the control systems. It was installed at the very end of the 2003–2004 summer campaign, and cabled to the telescopes. A fiber optic link is foreseen for remote control from Concordia towers during the winter.

Additional telescopes have been installed at 1.50 m above the ground during the campaign 2004–2005 for estimating the surface layer contribution in the seeing.

3.2. Telescopes

We use Schmidt-Cassegrain Celestron C11 telescopes (diameter 280 mm) with a $\times 2$ Barlow lens (equivalent focal length 5600 mm). Optical tubes have been rebuilt in INVAR to reduce

Table 1. Technical specifications of the CCD camera.

Number of pixels:	640 × 480
Pixel size:	9.9 × 9.9 μm
Binning modes:	horizontal: 1, 2 vertical: 1, 2, 4
Dynamic range:	12 bits
Exposure time:	10 μs to 10 s
Frame rate	40 fps without binning 76 fps in binning 2 × 2
Maximum QE	40% at 350 and 500 nm
Bandwidth (FWHM)	320–630 nm
ADU	7 e [−] /count
Readout noise:	16 e [−]

thermal dilatations, which cause defocus since they change the distance between the primary and secondary mirrors. Several technical improvements were made on the primary mirror support, and the grease of the focus system has been replaced by a cold-resistant one (up to -90°C).

These telescopes were placed on equatorial mounts Astro-Physics 900. As for the telescope, the mounting also needed to be customised to the climate: its grease had to be changed and heating systems placed in the motor carters. Tracking worked successfully during the entire polar summers. The mounts are placed on massive wooden feet fixed to the platform. Polar alignment is made by Bigourdan's method on solar spots (fortunately we were close to a solar maximum so finding spots had never been a problem), then on Venus, and fine tuning was made on Canopus itself during the observations.

3.3. Cameras

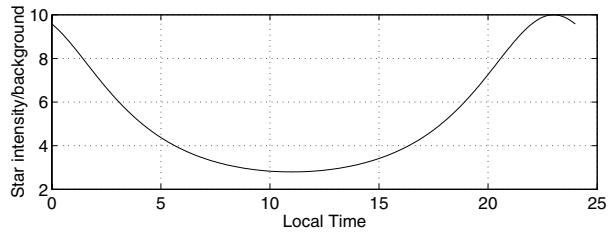
At the focus of all our telescopes we use a digital CCD camera (PCO Pixelfly) connected to a PCI board via a high speed transfer cable. Technical specifications are given in Table 1. The camera was placed into an insulated and thermally controlled box, with the insulation inherited from spatial technology. Typical temperature inside the box was around -15°C , and over 0°C on the CCD chip thanks to dissipation. The $\times 2$ Barlow lens was placed at the box entrance.

4. Observations and data processing

4.1. Seeing measurements with the DIMM

Dome C DIMM is based on a Celestron 11 telescope equipped with a 2-hole mask at its entrance pupil. Each hole has a diameter of 6 cm and is separated by 20 cm from the other one. One is equipped with a glass prism giving a small deviation angle (1 arcmin) to the incident light. The other is simply closed with a glass parallel plate. The size of the Airy disc is $\lambda/D = 40 \mu\text{m}$ at the operating wavelength (visible), which is compatible with Shannon sampling in 2×2 binning mode, with effective pixel size of $20 \mu\text{m}$. The separation of the two images in the focal plane is 1.6 mm (80 pixels).

After different trials, we selected the star Canopus (α Car, $V = -0.7$) for seeing monitoring. It is circumpolar at Dome C

**Fig. 2.** Plot of the star image peak intensity I_m to the sky background level model $\langle B(t) \rangle$. From images taken in the period Dec. 1–15, 2003.

with zenithal angles z ranging between 22° and 52° . At the end of December, Canopus and the Sun have a 12-h difference in right ascension, so that Canopus is at its maximum (resp. minimum) elevation when the Sun is at its minimum (resp. maximum). The angular distance between the two bodies remains around 100° during the whole summer season.

Three DIMM campaigns have been performed so far. The first one in 2002–2003 (Aristidi et al. 2003a,b) led to seeing values that since have seemed over-estimated. The telescope used was black so heated by the Sun: we had strong local turbulence that sometimes destroyed the Airy discs of the star images into speckle patterns. We noticed evidence of this local turbulence by a posteriori comparison between data taken simultaneously from white and black telescopes. The 2002–2003 data will therefore not be taken into account in this paper.

The seeing values presented here were collected during the periods of Nov. 21, 2003 to Feb. 2, 2004 and Dec. 4, 2004 to Feb. 28, 2005. Data are also available beyond March 2005, but this paper deals with summer conditions, so we limited the data sample to the daytime. Autumn and winter seeing will be discussed in forthcoming papers.

4.1.1. Sky background

The sky background level is a strong limitation in daytime stellar observations. We decided to quantify this background in the first half of December 2003. From each image taken in that period, we measured the sky background $B(t)$ as a function of local time t . We then performed a sinusoidal fit giving an empirical model for the mean sky background $\langle B(t) \rangle$ as a function of local time. We also measured and averaged the peak intensity of the star images I_m . Figure 2 plots the ratio $I_m / \langle B(t) \rangle$ as a function of the local time. Background level is always between 10% and 30% of the stellar flux, which is low enough to apply a threshold and still keep enough stellar flux to make measurements. We were then able to perform the first, to our knowledge, DIMM measurements ever in daytime, which can be credited to the exceptional quality of the Dome C sky appearing coronal a large fraction of the time.

4.1.2. Exposure time

The Fried's parameter must be ideally expressed for instantaneous images. As a finite exposure time is used by the camera, there is an exposure bias that must be removed. The technique,

described by Tokovinin (2002), consists in making successive poses using alternate exposure times τ , $\tau/2$, τ , $\tau/2$, ... and performing a modified exponential extrapolation to attain instantaneous values:

$$\epsilon(0) = \epsilon(\tau)^{1.75} \epsilon(\tau/2)^{-0.75} \quad (2)$$

where $\epsilon(x)$ is the seeing estimated with exposure time x . We chose $\tau = 10$ ms, which had the double advantage of exploiting the entire CCD dynamics and being a standard for seeing monitors. We observed that the correction depends on the turbulence conditions; it is close to zero when the seeing is good and can grow up to 20% when $\epsilon > 1.5''$. A few percent difference between transverse and longitudinal seeing values has also been noticed; it is a well-known effect (Martin 1987) related to the wind speed and direction and to the exposure time.

4.1.3. Seeing estimations

Times series were divided into 2-min intervals in which around 9000 short-exposure frames were acquired using the 2×2 binning mode of the CCD. 2 min is a long enough time interval to saturate the structure function of the motion of DIMM images. Software was developed to perform real time data processing. Each short exposure frame was flat-fielded to eliminate the background, then the two stellar images were easily detected in two small 20×20 pixel windows, and their photocentre coordinates computed by means of a simple barycenter formula. Note that with the flat-fielding, the effective illuminated pixels correspond roughly to the surface of the Airy disc of the sub-apertures. Every two minutes, the variances of longitudinal and transverse distances between the two images were computed in units of pixel square, then converted into arcsec using the scale calibration described below. This leads to two independent estimates of the Fried parameter, namely r_{0l} (longitudinal) and r_{0t} (transverse), which are stored in a file. Then the two 20×20 pixel windows are moved so that their centre is placed on the previous photocentres of the two star's images for the following seeing estimation. This allows a gain of time in the barycentre calculation, and allows the stars to be followed if they move in the field of view (guiding problems for example).

Three corrections are then made in post-processing to obtain actual seeing values:

- Transversal and longitudinal seeings are computed and corrected from exposure time, as described above.
- As the seeing is a scalar parameter, both transverse and longitudinal estimations should give the same value. We kept only pairs verifying $0.7 < \epsilon_t/\epsilon_l < 1.3$ (around 90% of the data sample). Longitudinal and transverse values are then averaged.
- Finally we compensated from zenithal distance z (Tokovinin 2002).

4.1.4. Scale calibration

The differential variances are obtained in units of pixel square and require calibration of the pixel size. This was done by making image sequences of the star α Centauri. It is an orbital

bright binary star, whose angular separation (around $10''$) was computed from its last orbit (Pourbaix et al. 2002).

Average autocorrelation of the images of the binary were computed to reduce noise (one image sequence is around 600 images). This kind of processing is well known in speckle interferometry to measure double-star separation. This function exhibits 3 peaks whose distance is the separation of the binary stars in pixels. This gave a pixel scale of $\xi = 0.684 \pm 0.004''$ (with binning 2×2).

4.1.5. Strehl ratio of DIMM images

The Strehl ratio is an estimator of the quality of the two stellar images produced by the DIMM. It is the ratio of the star's image intensity at its maximum to the intensity of the theoretical Airy disc that would have been obtained in perfect conditions. The Strehl ratio is affected by fixed aberrations, as well as optical turbulence. It is generally assumed that image quality is good when the Strehl ratio is over 30%.

Monitoring the Strehl ratio of the two stellar images produced by a DIMM can provide an image selection criterion. A simple calculation formula has been proposed by Tokovinin (2002). Though continuous monitoring of the Strehl is not implemented in the data acquisition software, we performed an a posteriori estimation of the Strehl ratio of our DIMM images in typical conditions. From data taken in the 6-day period of 10–15 December 2004, we estimated the Strehl ratio of the two stellar images for each short-exposure frame. We collected around 3 400 000 values and found average Strehl ratios $\langle S_l \rangle = 0.56 \pm 0.11$ for the image on the left and $\langle S_r \rangle = 0.53 \pm 0.11$ for the one on the right. These values indicate good image quality. Airy rings around the twin images were indeed often observed with the DIMM's eyepiece.

4.2. Isoplanatic angle measurements

The isoplanatic angle was monitored during the month of January 2004. As for the DIMM, the telescope used for monitoring the isoplanatic angle is a Celestron C11. A mask with a 10 cm aperture and 4 cm central obstruction was placed at the entrance pupil. Monitoring was performed from Jan. 5 to Feb. 2, 2004.

The observing procedure was similar to the DIMM. The same star, Canopus, was used along with exposure times from $\tau = 8$ to 12 ms. To compensate for exposure bias, we alternated frames with exposure times τ and $\tau/2$. Time series were divided into 2-min intervals. For each short-exposure frame the following operations were applied:

- Background mean level \bar{b} was estimated on the whole image, then subtracted.
- Low level values were set to zero. A threshold was chosen at $5\sigma_b$, with σ_b the background variance.
- After these operations the star image was spread over $N_I \approx 100$ pixels in 2×2 binning mode and $N_I \approx 250$ pixels without binning. Total stellar flux I was estimated by integration over these illuminated pixels.
- Values of I , \bar{b} , σ_b , and N_I were logged in a file.

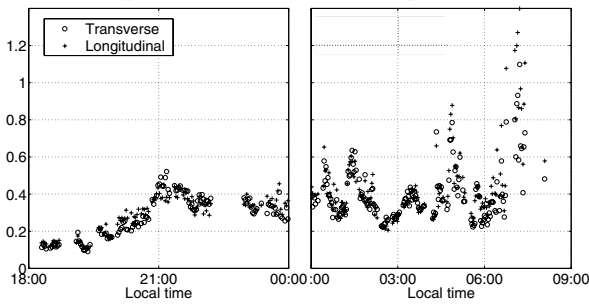


Fig. 3. First seeing curves obtained during the 2003–2004 campaign on November 21 and 22, 2003. We show here the longitudinal (+) and transverse (o) time series.

A 2-min sequence corresponds to $N \simeq 3300$ images in 2×2 binning mode, and to $N \simeq 1400$ images without binning. One sequence leads to one value of the isoplanatic angle, computed as post-processing following the algorithm described as:

- Separation of the values corresponding to exposure times τ and $\tau/2$ in two subsets.
- On each subset, computation of \bar{I} , σ_I , and scintillation indexes s_τ and $s_{\tau/2}$.
- Compensation for exposure time by linear extrapolation (Ziad et al. 2000).
- Calculation of θ_0 for $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$.

5. Results

5.1. Seeing monitoring

A total amount of 31597 2-min seeing values were been estimated during the 2003–2004 and 2004–2005 campaigns. Thanks to the presence of two observers, several long-time series were made possible, making the monitoring as continuous as possible. As the polar alignment was progressively improved, we could then leave the telescope alone almost 8 h without losing the star. Figure 4 (top) shows the number of seeing values obtained every day during the two campaigns (maximum possible value is 720). Several periods of no measurements were due to bad weather (as in December 2003, where we had 10 successive days of covered sky) or logistics. This was the case in mid-January 2005 where part of the equipment was transferred into the Concordia buildings, and some work was done to set up the remote control.

Amazingly low seeing values were observed during the first days of the 2003–04 campaign. November 21 corresponds to spring in the Southern hemisphere; the temperature was then close to -50°C . These temperature conditions are the closest to winter values we had on the 3 campaigns. The first 2-day seeing time series are shown in Fig. 3. Exceptional seeing as low as $0.1''$ was observed, and we had a continuous period of 10 h of seeing below $0.6''$. Daily median values are plotted in Fig. 4.

Seeing statistics are summarised in Table 2. As mentioned above, all measurements are computed at $\lambda = 500 \text{ nm}$ in daytime. Seeing values are in arcsec. Seeing histograms are displayed in Fig. 5. Scale was set to logarithmic (base 10) on the

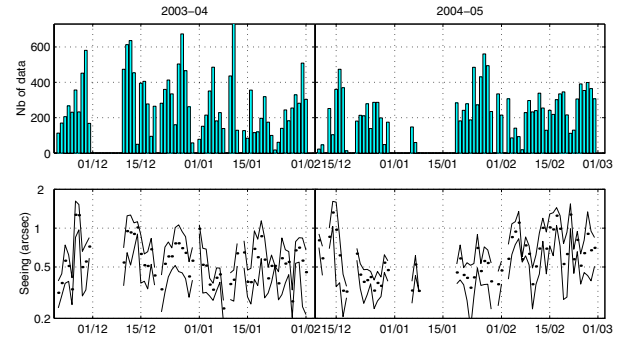


Fig. 4. *Top:* number of seeing data per day. *Bottom:* points are daily median seeing values and intervals containing 50% of values is delimited by lines. Data collected during the last two summer campaigns. Seeing axis is logarithmic

Table 2. Seeing statistics for the two summer campaigns. These numbers stand for the DIMM at $h = 8.5 \text{ m}$.

Campaign	2003–04	2004–05	Total
Number of measurements	17 128	14 469	31 597
Median seeing (")	0.54	0.55	0.55
Mean seeing (")	0.65	0.67	0.66
Standard deviation (")	0.39	0.38	0.39
Max seeing (")	5.22	3.33	5.22
Min seeing (")	0.10	0.08	0.08

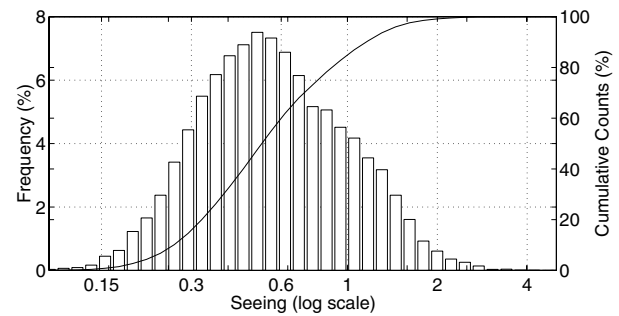


Fig. 5. Histogram (stairs) and cumulative histogram (continuous line) of seeing values for the 2003–2004 and 2004–2005 campaigns. Seeing axis is in logarithmic scale.

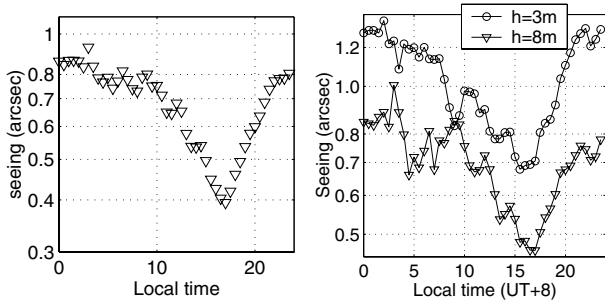
seeing axis to emphasize the log-normal distribution of the values. The 50% percentile (the median) is at $\epsilon = 0.55''$: seeing is then better than $0.55''$ half of the time.

These values are exceptionally good for daytime seeing, when the Sun is present in the sky and heats the surface. It can compare with night-time seeing of the best observatories. Table 3 shows a comparison with other sites.

Another interesting result is the behaviour of the seeing with time. Figure 6 has been calculated by binning all seeing values into 30-min intervals. Best seeing values, like $0.4''$ or better, are generally obtained in mid local afternoon. It is extremely encouraging for solar imaging at high angular resolution. Indeed, a discontinuity of the temperature gradient between 200 and 400 m has often been noted in the middle of the day, and disappears in the evening to be replaced by a standard surface inversion layer of 20 or 30 m (Aristidi et al. 2005).

Table 3. Comparison of Dome C daytime seeing with daytime and night-time seeing in other observatories.

Daytime values			Night-time values		
Site	Seeing	Reference	Site	Seeing	Reference
White Sands	2.24	Walters et al. (1979)	Paranal	0.66	Sarazin (www.eso.org/~msarazin)
Sac Peak	1.68	Ricort et al. (1979)	Mauna Kea	0.63	Tokovinin et al. (2005)
Roque de Muchachos	1.91	Borgnino & Brandt (1982)	Roque de Muchachos	0.64	Muñoz et al. (1997)
Sac Peak	1.16	Brandt et al (1987)	Cerro Pachon	0.89	Ziad et al. (2000)
Calern	2.5	Irbah et al. (1994)	Maidanak	0.69	Eghamberdiev et al. (2000)
Fuxian Lake	1.20	Beckers & Zhong (1994)	South Pole	1.74	Travouillon et al. (2003)
Dome C	0.54	this paper	Dome C (day)	0.54	this paper

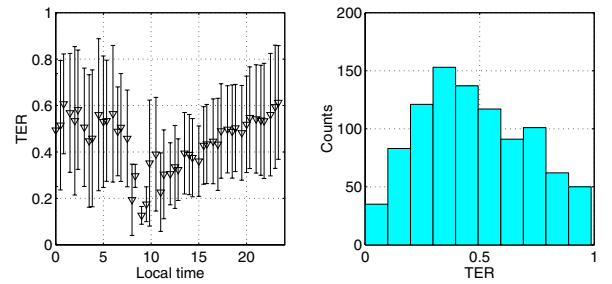
**Fig. 6.** *Left:* seeing versus time, averaged over the 2003–04 and 2004–05 campaigns. Seeing values, obtained from the DIMM at elevation $h = 8$ m, were binned into 30-min intervals. *Right:* seeing versus time in 2004–2005 for the two DIMMs.

During the afternoon transition, there is a moment with an isothermal temperature profile. The generally excellent seeing obtained during this transition indicates that the contribution of all the rest of the atmosphere is indeed very small. At night with a telescope standing above the ground inversion layer, a really excellent seeing could then be expected almost continuously. The height of this inversion layer is an open question to be answered after the winterover.

5.1.1. Contribution of the surface layer

During the 2004–05 summer campaign, the presence of two DIMMs observing simultaneously at two different heights (3 m and 8 m over the plateau snow surface) allowed investigation of the contribution of the surface layer to the seeing. Radiosoundings had already shown that the strongest thermal gradients are observed close to the surface (Aristidi et al. 2005), and an important part of the turbulence is expected to be generated in the first tens of meters.

All the telescopes were installed in the first days of December 2004, and the seeing monitoring started for telescope 1 (on the ground) and 3 (on the platform) on December 10. Median/mean seeings are 0.55/0.67'' for telescope at 8 m and 0.93/1.03'' for telescope at 3 m (statistics over 15 000 values obtained in December 2004, January and February 2005). There is an big difference which appears to be time-dependent. Figure 6 shows the behaviour of the seeing measured at the two heights as a function of local time. Both curves exhibit a noticeable minimum in mid-afternoon, though less pronounced for the 3 m curve.

**Fig. 7.** *Left:* surface layer turbulent energy ratio (TER) as a function of time. Error bars are the standard deviation of the sample distribution. *Right:* TER histogram.

We can describe the surface layer contribution with a turbulent energy ratio (TER), following Martin et al. (2000):

$$TER = \frac{\int_{3m}^{8m} C_n^2(h) dh}{\int_{3m}^{\infty} C_n^2(h) dh}. \quad (3)$$

This TER gives the ratio of the turbulent energy in the 5 m surface layer to the total turbulent energy (integrated from 3 m to infinity). These integral can be estimated from the seeing through the Fried's parameter (Roddier 1981). The TER is then given by

$$TER = \frac{r_0(3m)^{-5/3} - r_0(8m)^{-5/3}}{r_0(3m)^{-5/3}}. \quad (4)$$

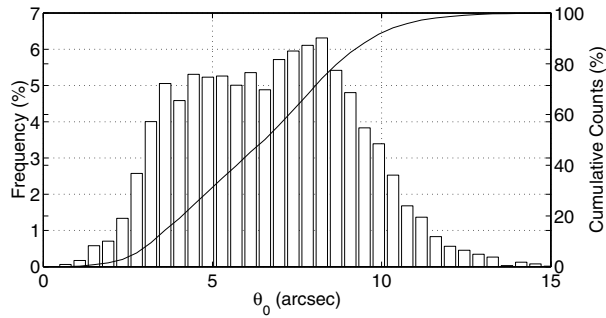
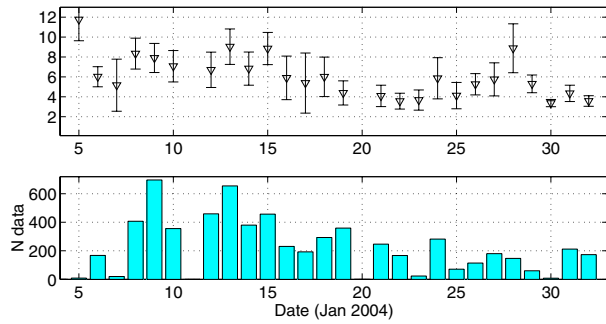
The TER was calculated every time the two telescopes were operated simultaneously. Its histogram and time-dependence are shown in Fig. 7. The mean value of 48% indicates that almost half of the ground turbulence is concentrated into the first 5 m above the surface.

5.2. Isoplanatic angle and scintillation

More than 6000 values of the isoplanatic angle were collected during the month of January, 2004. Statistics of both θ_0 and the scintillation index s summarised in Table 4 show a median value $\theta_0 = 6.8''$ at wavelength $\lambda = 0.5 \mu m$, which is far better than values obtained at any astronomical site (see Table 5 for a comparison). Good values are also found at the South Pole where the atmosphere above the first 220 m is calm (Marks et al. 1999); the isoplanatic angle is indeed more sensitive to high altitude turbulence. Winter estimates given by the MASS in the AASTINO station (Lawrence et al. 2004) indicates values similar to ours, despite the presence in winter of

Table 4. Isoplanatic angle (θ_0) and scintillation index statistics during the month of January 2004.

	θ_0 (")	s (%)
# of measurements	6368	6368
Mean value	6.8	0.88
Median value	6.8	0.63
standard deviation	2.4	0.90
Min value	0.7	
Max value	17.1	

**Fig. 8.** Histogram (stairs) and cumulative histogram (line) of isoplanatic angle values for the campaign 2003–2004.**Fig. 9.** Isoplanatic angle as a function of day. *Top*: daily median values. Error bars correspond to the 1σ dispersion of the daily values. *Bottom*: number of data per day.

high-altitude winds on the order of 40 m/s (Aristidi et al. 2005 and references therein).

The histogram and cumulative histogram are shown in Fig. 8, time series in Fig. 9. The daily median values plot at the top of Fig. 9 shows a small degradation of $\bar{\theta}_0$ between the beginning and the end of January.

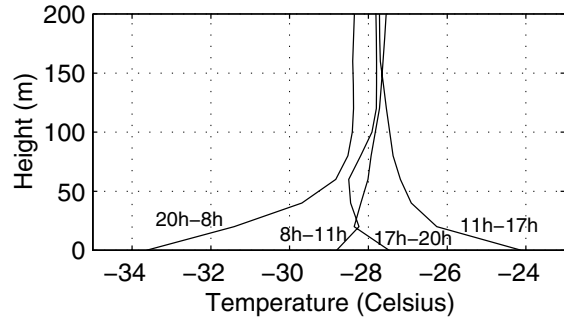
The high value of isoplanatic angle, roughly 3 times higher than at classical sites, is good news for adaptive optics. This corresponds to a gain of a factor 10 in the field used to find calibrator stars, which therefore increases the observable piece of sky, as discussed by Coudé du Foresto et al. (2004). Another advantage of a large isoplanatic domain is the uselessness of multi-conjugate adaptive optics for high-resolution wide field imaging (Lawrence 2004).

6. Discussion and conclusion

We have presented the results of optical turbulence measurements during two summer campaigns at Dome C. The main

Table 5. Comparison of Dome C isoplanatic angle with values observed at other sites.

Site	θ_0	Reference
Paranal	1.91	Ziad et al. (2000)
La Silla	1.25	Ziad et al. (2000)
Cerro Pachon (Chile)	2.71	Ziad et al. (2000)
Maidanak	2.47	Ziad et al. (2000)
Oukaimeden (Morocco)	1.58	Ziad et al. (2000)
South Pole	3.23	Marks et al. (1999)
Dome C	6.8	this paper

**Fig. 10.** Mean temperature profiles above the ground (from Aristidi et al. 2005), based on in-situ radiosoundings. On the vertical axis, height is counted from the snow (altitude 3260 m). The four curves correspond to measurements performed at four different times of the day.

result is the exceptional seeing quality in the daytime, allowing image resolution better than $0.5''$ during a few hours every day, and the large value of the isoplanatic angle, three times larger than Mt Paranal in night-time. Combining this with long periods of clear and coronal sky makes Dome C probably one of the best sites on earth for solar visible and infrared astronomy.

We recently published (Aristidi et al. 2005) a study based on balloon-borne meteo radio-sondes launched during 4 summer seasons, allowing us to make statistics on wind speed and temperature profiles in the atmosphere above Dome C. Among the numerous results presented in that paper, we found that the temperature profile exhibits a strong gradient in the boundary layer (the first 100 m above the snow). The corresponding curve is shown in Fig. 10. This gradient, positive at midnight (ice is cooler than the air above) and negative at noon (ice is heated by the Sun radiation), vanishes twice a day: in the morning and near 5 pm. Seeing indeed appears to be the best during the afternoon near 5 pm. The other expected seeing minimum in the morning was sometimes observed, especially in the 2003–2004 campaign. But it does not appear in the daily averaged curves displayed in Fig. 6, and at this time we have no convincing explanation for that.

This behaviour of the boundary layer temperature profile and of the seeing-versus-time curve suggests that the turbulence is dominated by the first tens of meters above the ground. This is the same at the South Pole, where the height of this very turbulent boundary layer is 220 m (Marks et al. 1999). Indeed, another indicator is the correlation between the seeing and the isoplanatic angle. Both result from an integral over the whole

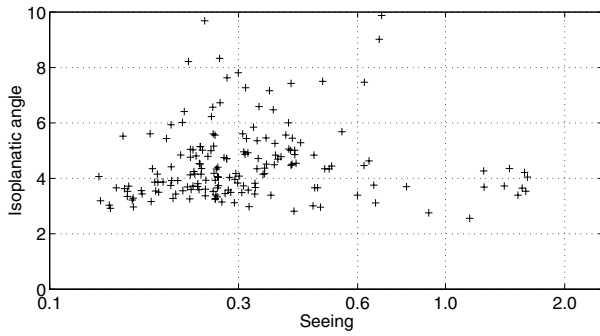


Fig. 11. Plot of the isoplanatic angle versus seeing (data collected in January 2004).

atmosphere, but the isoplanatic angle is more sensitive to high turbulent layers (ponderation by $h^{5/3}$ in the integral definition of θ_0 (Ziad et al. 2000)). Figure 11 displays a plot of the isoplanatic angle versus seeing showing no dependence between the two parameters. Quantitative estimations of the surface layer contribution have been made possible in 2004–2005 with the presence of two DIMMs. 50% of the ground seeing is generated in the first 5 m.

The winter measurements are now being awaited with a lot of excitement, to know how much residual turbulence will exist above this ground layer during the winter night, how thick this layer will be, and how much turbulence will exist below. The last summer campaign was the first one to be immediately followed by the historical first winterover, and Agabi has volunteered to spend one year at Concordia to conduct the observations. Seeing and isoplanatic angle monitoring are in progress. In-situ soundings of the vertical profile of C_n^2 by means of balloon-borne microthermal sensors are also at the menu for the winter. They will give access to parameters such as the outer scale and coherence time. Finally, a monitoring of C_n^2 in the boundary layer is also foreseen, using a ground version of the balloon experiment which takes advantage of the 32 m high American tower.

At the time of writing this paper, the night is getting longer and longer every day, and these questions will receive firm answers quite soon.

Acknowledgements. We wish to acknowledge both Polar Institutes, IPEV and ENEA, for funding the programme and for the logistics support. Our thanks go to all the Concordia staff at Dome C for their friendly and efficient help in setting up the Concordiastro platforms. We are also grateful to our industrial partners “Optique et Vision” and “Astro-Physics” for technical improvement on the telescopes and their mounts to make them work in polar conditions. Finally we thank Jean-Michel Clausse and Jean-Louis Dubourg who were present on site during the campaigns 2000–2001 and 2001–2002.

Appendix A: Error analysis

A.1. Seeing

Statistical error. Variance of image motion is computed from a sample of $N \approx 9000$ individual frames: it is then affected by statistical noise due to the finite size of the sample. Assuming

statistical independence between the frames, the statistical error on the variance σ^2 is given by (Frieden 1983; Sarazin & Roddier 1990)

$$\frac{\delta_s \sigma^2}{\sigma^2} = \sqrt{\frac{2}{N-1}} \quad (\text{A.1})$$

that propagates an error contribution δ_ϵ onto the seeing. With 9000 independent frames, we have $\frac{\delta_s \sigma^2}{\sigma^2} = 1.4\%$ and $\frac{\delta_\epsilon \epsilon}{\epsilon} = 0.9\%$. Frames are not independent at our sampling rate, and this is only a lower boundary.

Scale error. Image motion is converted from pixels to arcsec using the factor ξ introduced before. The uncertainty on ξ propagates into the differential variances when the conversion from pixels into arcsec is performed. With actual value $\frac{\delta_\xi \xi}{\xi} = 0.006$, this gives a relative contribution on the differential variances $\frac{\delta_p \sigma^2}{\sigma^2} = 1.2\%$ and on the seeing $\frac{\delta_p \epsilon}{\epsilon} = 0.7\%$.

Readout noise Influence of the CCD readout noise on DIMM data is discussed in Tokovinin (2002). The readout noise is a random independent contribution to the measured flux. It biases the computed differential variances by a term

$$\sigma_R^2 = 2 \frac{R^2}{I^2} \sum_{\text{window}} x_{ij}^2 \quad (\text{A.2})$$

where I is the total stellar flux, R the readout noise (2.3 ADU for the Pixelfly) and x_{ij} the coordinates of contributing pixels. The number of illuminated pixels is on the order of 30 after flat fielding, which defines the “window” over which the summation is made. The order of magnitude of this bias in our case is $\sigma_R^2 \approx 10^{-6}$ square pixels. Comparing this value to our standard differential variances (0.1 to 1 square pixel), we can see that the readout noise bias is extremely small and can be neglected.

Background noise. The sky background is an additive Poisson noise independent of the stellar signal. Therefore its effects on the differential centroid variance is the same as the readout noise: a bias term σ_B^2 . It can be computed using Eq. (A.2), substituting R by B , the background standard deviation (square root of background flux per pixel). The background is a function of time, as shown by Fig. 2; it can attain 30% of the stellar flux when the Sun is at its maximum, where typical values in ADU for the highest background are $B \approx 1000$. It leads to a bias term $\sigma_B^2 \approx 10^{-4}$ square pixels, which is still negligible compared to the differential variance values.

A.2. Isoplanatic angle

Background noise. The presence of a strong background on individual images causes uncertainties and biases on the estimation of the mean stellar intensity \bar{I} (ensemble average over the image sample), its standard deviation σ_I , and then on the scintillation index s . As shown in Fig. 2, the background can

be as high as 30% of the stellar flux when the Sun is at its maximum. To perform a bias on SNR estimation, let us introduce the following variables:

- B , the background intensity collected over the N_I pixels illuminated by the star after threshold application, \bar{B} , and σ_B^2 its mean and variance. B is a Poisson random variable; so it must verify $\sigma_B = \sqrt{\bar{B}}$, that was well verified on images.
- I_t the total intensity (background+stellar flux) collected over the N_I pixels.

The stellar flux is given by $I = I_t - B$, the measure being I_t . The mean \bar{I} is biased by the term \bar{B} . This bias is estimated (we assume stationarity, so that the ensemble average \bar{B} is equal to the average over one image) and removed as indicated above, but the background fluctuations lead to an error δI on the estimation of \bar{I} equal to $\delta I = \sigma_B \simeq \sqrt{\bar{B}}$.

The variance σ_I^2 is equal to the difference $\sigma_I^2 = \sigma_{I_t}^2 - \sigma_B^2$, assuming independence between the stellar flux and the background. The variance estimation we make on images is $\sigma_{I_t}^2$; it is then biased by the term σ_B^2 . However we noted that this bias is less than 1% of $\sigma_{I_t}^2$ and decided not to debias the variances. In addition to this bias, there is an error term $\delta\sigma_B^2$ due to the uncertainty of the estimation of σ_B^2 . Hence the total error on σ_I^2 is $\sigma_B^2 + \delta\sigma_B^2$ if we do not debias the variances.

The scintillation index is the ratio $s = \sigma_I^2/\bar{I}^2$; its error δs can be estimated by

$$\frac{\delta s}{s} = \frac{\delta\sigma_I^2}{\sigma_I^2} + 2\frac{\delta\bar{I}}{\bar{I}} = \frac{\sigma_B^2 + \delta\sigma_B^2}{\sigma_I^2} + 2\frac{\sigma_B}{\bar{I}}. \quad (\text{A.3})$$

Typical values corresponding to the worst case (strongest background at Sun's maximum elevation) are, in ADU units: $\sigma_B \simeq 400$, $\bar{I} \simeq 40\,000$, $\sigma_I \simeq 5000$ and $\delta\sigma_B^2 \simeq 70\,000$. That gives a background error contribution $\frac{\delta s}{s} = 3\%$

Readout noise. The readout noise can be considered as a Gaussian random variable with mean r (per pixel) and standard deviation $\sigma_r = 2.3$ ADU (from Pixelfly documentation). As the star is spread over N_I pixels, we will consider the variables $R = N_I r$ (mean over the N_I pixels) and its standard deviation $\sigma_R = \sqrt{N_I} \sigma_r$. The mean value R is automatically removed by the background subtraction. The same reasoning as above can be applied to the readout noise. From Eq. (A.3) the contribution $\frac{\delta_{r,s}}{s}$ of the readout noise is then given by

$$\frac{\delta_{r,s}}{s} \simeq \frac{\sigma_R^2}{\sigma_I^2} + 2\frac{\sigma_R}{\bar{I}} \quad (\text{A.4})$$

in which we have neglected the term $\delta\sigma_R^2$. Taking the same values as for the background noise, we have $\frac{\delta_{r,s}}{s} \simeq 10^{-3}$, which is one order of magnitude below the background noise and can be neglected.

References

- Aristidi, E., Agabi, A., Vernin, J., et al. 2003a, A&A, 406, L19
Aristidi, E., Agabi, A., Vernin, J., et al. 2003b, Mem. Soc. Astron. It. Suppl., 2, 146
Aristidi, E., Agabi, A., Azouit, M., et al. 2005, A&A, 430, 739
Avila, R., Vernin, J., & Cuevas, S. 1998, PASP, 110, 1106
Barletti, R., Ceppatelli, G., Paternò, L., Righini, A., & Speroni, N. 1977, A&A, 54, 649
Beckers, J. M., & Zhong, L. 2002, BAAS, 34, 735
Borgnino, J., & Brandt, P. N. 1982, JOSO Ann. Rep., 9
Brandt, P. N., Mauter, H. A., & Smartt, R. 1987, A&A, 188, 163
Coudé du Foresto, V., Swain, M., & Schneider, J. 2004, Proc. Dome C A&A, EAS eds., Toulouse, June 28–July 1st, 2004
Ehgamberdiev, S., Baijumanov, A., Ilyasov, S., et al. 2000, A&AS, 145, 293
Fried, D. L. 1966, J. Opt. Soc. Am., 56, 1372
Frieden, B. R. 1983, Probability, statistical optics and data testing (Berlin: Springer), 248
Heintz, W. D. 1960, Veroff. Sternw. Munchen, 5, 100
Irbah, A., Laclare, F., Borgnino, J., & Merlin, G. 1994, Sol. Phys., 149, 213
Lawrence, J. 2004, Appl. Opt., 43, 1435
Lawrence, J., Ashley, M., Tokovinin, A. A., & Travouillon, T. 2004, Nature, 431, 278
Loos, G., & Hogge, C. 1979, Appl. Opt., 18, 2654
Marks, R., Vernin, J., Azouit, M., Manigault, J. F., & Clevelin, C. 1999, A&AS, 134, 161
Martin, H. M. 1987, PASP, 99, 1360
Martin, F., Conan, R., Tokovinin, A. A., et al. 2000, A&AS, 144, 39
Muñoz-Tuñón, C., Vernin, J., & Varela, A. M. 1997, A&AS, 125, 183
Pourbaix, D., Niveder, D., McCarthy, C., et al. 2002, A&A, 386, 280
Ricort, G., & Aime, C. 1979, A&A, 76, 324
Roddier, F. 1981, Progress in optics XIX, 281
Sarazin, M., & Roddier, F. 1990, A&A, 227, 294
Tokovinin, A. 2002, PASP, 114, 1156
Tokovinin, A., Vernin, J., Ziad, A., & Chun, M. 2005, PASP, 117, 395
Travouillon, T., Ashley, M., Burton, M., et al. 2003, A&A, 400, 1163
Vernin, J., & Muñoz-Tuñón, C. 1995, PASP, 107, 265
Walters, D. L., Favier, D., & Hines, J. R. 1979, J. Opt. Soc. Am., 69, 828
Ziad, A., Conan, R., Tokovinin, A., Martin, F., & Borgnino, J. 2000, Appl. Opt., 39, 5415



FIG. 1 – Installation des capteurs de fluctuations thermiques pour les mesures directes de $C_T^2(h)$.

Quelques mots à propos de ma mission à Concordia en 2004-2005 :

Jusqu'au premier hivernage à Concordia, Dôme C, les études de caractérisation de site pour l'astronomie se limitent à des observations pendant l'été antarctique à l'exception des expéditions du groupe de J. Storey (UNSW, Australie) qui fonctionnaient jusqu'à Mai 2004. Les mesures d'été et du premier hivernage de plusieurs paramètres atmosphériques sont rentrées dans le bilan général de la caractérisation du site du Dôme C, et ont été présentées dans 2 publications ([Aristidi, 2005b] ; [Agabi, 2006]). J'aimerais juste préciser en quelques mots ma contribution à cette étude que j'ai effectuée dans une collaboration enrichissante avec mon équipe du Laboratoire Universitaire Astrophysique de Nice (LUAN), et particulièrement Karim Agabi, avec qui ai travaillé presque toute la mission et ainsi qu'avec l'aide de tous les participants de la mission antarctique à Concordia, du 16 décembre 2004 au 4 février 2005. Elle concerne en partie, les mesures de seeing avec des instruments DIMM, l'installation sur le mât de 32m et le test des capteurs de fluctuations thermiques pour les mesures *in situ* de $C_T^2(h)$. Pendant mon séjour, j'ai aussi été impliquée dans la préparation du premier hivernage de K. Agabi et l'installation logistique (Installation d'un réseau local entre les télescopes et le terminal d'observation par connexion Wi-Fi et fibre optique) du laboratoire d'astrophysique dans le nouveau bâtiment de la station Concordia [IPEV, 2005].

2 Analyse d'hiver au Dôme C

"First whole atmosphere night-time seeing measurements at Dome C, Antarctica"

Agabi, A., Aristidi, E., Azouit, M., Fossat, E., Martin, F., Sadibekova, T., Vernin, J., Ziad, A.,

Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 118, 344-348, 2006

Résumé

Ici, sont présentés les résultats de qualification de site obtenus pendant l'automne et l'hiver polaires 2005 au Dôme C. Ces résultats ont été obtenus pendant le premier hivernage de K. Agabi à la station Concordia. Ils sont basés sur les mesures directes de seeing et d'angle isoplanétique à partir des observations avec le DIMM et aussi sur les premières mesures *in-situ* des ballons C_n^2 . On peut voir que l'atmosphère au-dessus du Dôme C est généralement divisée en deux régions : a) couche limite de 36m de hauteur qui est responsable de 87% de la turbulence ; b) atmosphère libre avec un seeing médian de $0.36 \pm 0.19arcsec$ à une altitude $h = 30m$ au-dessus de la neige alors que le seeing médian mesuré avec un DIMM placé sur la tour de 8.5m est $1.3 \pm 0.8arcsec$.

First whole atmosphere night-time seeing measurements at Dome C, Antarctica

A. Agabi, E. Aristidi, M. Azouit, E. Fossat, F. Martin, T. Sadibekova, J. Vernin, A. Ziad
*Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice, Université de Nice Sophia Antipolis, Parc Valrose,
 F-06108 Nice Cedex 2*

ABSTRACT

We report site testing results obtained in night-time during the polar autumn and winter at Dome C. These results were collected during the first Concordia winterover by A. Agabi. They are based upon seeing and isoplanatic angle monitoring, as well as in-situ balloon measurements of the refractive index structure constant profiles $C_n^2(h)$. Atmosphere is divided into two regions: (i) a 36 m high surface layer responsible of 87% of the turbulence and (ii) a very stable free atmosphere above with a median seeing of 0.36 ± 0.19 arcsec at an elevation of $h = 30$ m. The median seeing measured with a DIMM placed on top of a 8.5 m high tower is 1.3 ± 0.8 arcsec.

Subject headings: Site testing

1. Introduction

The French and Italian polar station Concordia based at Dome C on the Antarctic plateau, has just completed its construction. This location (75S, 123E) has remarkable properties due to its position on the top of a local maximum of the plateau, at an elevation of 3250 m. Low wind speeds (Aristidi et al., 2005b) as well as long time periods of clear sky and low sky brightness in the infrared range (Walden et al., 2005) makes it one of the best candidates for future installation of a large astronomical observatory. Several site testing programs have been undertaken at the end of the 90's to qualify the site. Concordiastro is the program conducted by our group and its goal is to characterize this site for high angular resolution astronomy in the visible. Recent results in summer (Aristidi et al., 2005a, 2005b) have shown the potential of this site for solar astronomy with a median seeing of 0.54 arcsec in daytime. Another group from the University of New South Wales has installed various instruments in an automated station (AASTINO) and published last year (Lawrence et al., 2004) some very enthusiastic seeing estimations of 0.27 arcsec, based on stellar scintillation and acoustic radar.

The first winterover has officially started on Feb. 15, 2005. Among the 13 winterers, A. Agabi, the project manager of Concordiastro is spending one year at the site to run the experiments, described hereafter in section 2. Dome C being at 15° of the South Pole, there is a transition period of $2\frac{1}{2}$ months from summer to winter where the Sun rises and sets. First sunset was observed on Feb. 16 and the Sun totally disappeared from the sky on May 4. During this period it was observed a dramatic drop of the ground temperature (roughly from -30°C in summer to -70°C in autumn) and the establishment of an almost permanent inversion layer with a very steep temperature gradient that led to strong optical turbulence near the ground. We present here the temperature and C_n^2 profiles obtained from 16 balloon-borne experiments from March 15th to August 1st. Optical parameters (seeing ϵ , isoplanatic angle θ_0 and coherence time τ_0) are derived from these profiles. We show also the results of continuous ground seeing monitoring from March to June 2005, and isoplanatic angle monitoring in May 2005. The winterover is not finished yet, and this paper can be considered as a first look at the data. A more detailed study will be published later when the full season data set will be collected.

2. Experiments

Two experiments are currently operated at Dome C to measure the turbulence. The first one aims at monitoring the seeing and the isoplanatic angle. It is based on two small telescopes located at two different heights above the ice. A seeing monitor (DIMM type, Aristidi et al., 2005a), on the top of a platform $h = 8.5$ m above ground, provides a seeing value every 2 mn. Another telescope at height $h = 3.5$ m monitors either the seeing or the isoplanatic angle. Switching between the two modes is made manually by using different pupil masks. A detailed description is given in Aristidi et al., 2005a. Monitoring the seeing at two different heights allows to infer the influence of the 5 m thick ground layer ($3.5 \text{ m} \leq h \leq 8.5 \text{ m}$). This influence is very faint on the isoplanatic angle, mostly sensitive to high altitude turbulence. In mid-July, a third seeing monitor has been placed onto the roof of the calm building of Concordia, at elevation $h = 20$ m. All values (seeing and isoplanatic angle) are computed at wavelength $\lambda = 500$ nm and zenithal distance $z = 0^\circ$.

The second experiment consists in *in situ* measurements of thermal fluctuations using balloon-borne microthermal sensors. The principle and the performances of these microthermal measurements is detailed in Azouit and Vernin (2005) (see also Marks et al., 1999). The balloon scans the atmosphere between the ground and an altitude of 15–20 km, sending data every 1–2 seconds. This corresponds to a vertical resolution around 5–10 m, depending on the ascent speed. Each C_n^2 value provided by the sensors has an accuracy around 20–25%. The lower limit of detectable C_n^2 is around $10^{-20} \text{ m}^{-2/3}$. Detailed informations about the microthermal experiment (including balloon wake effects) can be found in Azouit and Vernin (2005).

3. Results

3.1. Turbulence profiles from balloon measurements

We started to launch balloons on March, 15th 10:25pm when the Sun elevation was below -12° . All further launches were performed at night between 10 and 11pm local time. At the date of writing this paper, 16 balloons have been successfully

launched and provided exploitable vertical profiles $C_n^2(h)$. Averaged profiles are shown on fig. 1b. The seeing at a given altitude has been computed from $C_n^2(h)$ profiles (fig. 1c). Individual plots of 4 typical profiles are shown in fig. 2. Largest values around $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ are found just above the ground. The remaining of the turbulent energy being well distributed with the altitude, with values around $10^{-18} \text{ m}^{-2/3}$ at the highest elevations ($h = 15$ km). Average C_n^2 profile in the first 200 m is plotted together with the potential temperature gradient $d\theta/dz$ (figure 3). This gradient appears in the definition of the Richardson number (eq. 5 of Marks et al., 1999) that describes the apparition of turbulence. The similarity between the two curves is remarkable. Wind speed gradient, also appearing in the Richardson number, could not be estimated because of lack of data near the ground.

We found a ground seeing, above ground and up to 15–20 km, of 1.9 ± 0.5 arcsec, and a 36 ± 10 m thick surface layer accounting for 87% of the turbulent energy (the integral of C_n^2). The seeing above this surface layer is 0.36 ± 0.19 arcsec. The upper limit of the surface layer is defined as in Marks et al., 1999: it is the altitude at which successive calculations of the seeing differ from less than $0.001''$. Other parameters deduced from individual profiles are summarized in table 1. Isoplanatic angle θ_0 and coherence time τ_0 correspond to the adaptive optics definition (eq. 7 and 9 of Marks et al., 1999). All values computed above the surface layer are in remarkable agreement with measurements reported by Lawrence et al. (2004). θ_0 appears to be smaller than the summer median value of 6.8 arcsec, though the surface layer is of little influence on it. High altitude strong winds (up to 30 m/s at $h=16$ km) have indeed been observed in May and June, as illustrated by Fig. 4. The correlation between these high wind speeds and the optical turbulence parameters is a study which will be addressed in a forthcoming paper when more data will be available.

3.2. Seeing and isoplanatic angle monitorings

The seeing data taken into account in this paper have been collected during the period March 1st – August 23th, 2005. The seeing statistics provided in Table 1 stands for the monitor located on the platform (elevation $h = 8.5$ m). The “ground”

seeing monitor at $h = 3.5$ m has also been running during the same period of time, while the “roof” monitor at $h = 20$ m provides data since July, 23rd. Figure 5 shows, for the two monitors, the monthly averaged seeing evolution during the transition from summer to winter. Both seeings follow the same positive trend. Figure 6 shows a plot of the seeing integrated from C_n^2 profiles from $h = 8.5$ m, as a function of the DIMM seeing at $h = 8.5$ m, taken at the same time and averaged over the duration of the flight (typically two hours). The two data sets are consistent, with a correlation of 0.73. The dashed line on the graph is the first bissector.

Isoplanatic angle monitoring started later; data are available since May, 19th and statistics are displayed on table 1. Here again, data from the monitor are compatible with data from the balloon C_n^2 profiles. θ_0 appears to be similar to South Pole value of 3.23 arcsec (Marks et al., 1999).

4. Conclusion

The situation at Dome C appears to be similar at South Pole (Marks et al., 1999): a poor ground seeing mainly due to a strongly turbulent boundary layer. In both sites the free atmosphere seeing is around 0.35 arcsec, the isoplanatic angle around 3 arcsec. The main difference being the height of the boundary layer : 220 m at South Pole and 36 m at Dome C. This boundary layer seems to be mainly due to the strong thermal gradient near the ground (around 20° over 100 m). This gradient is likely to exist on the whole Antarctic plateau and we might find a similar boundary layer everywhere. The question is the thickness of this layer. At Dome C we could imagine to build 30 m high structures and put telescope on top to benefit from the excellent free atmosphere seeing. This is not an insurmountable problem: existing telescopes are often elevated (ESO 3.6m at La Silla is at 30 m, CFHT at Mauna Kea is at 28 m).

As Lawrence et al (2004) state in their paper, the MASS + SODAR profiling technique does not sense the first 30m of the atmosphere. Our measurement now show that, unfortunately, this layer is very turbulent and, for a telescope mounted at ice level, contributes 87% of the total seeing. Thus, although the free atmosphere seeing at Dome C is excellent, it is important to appre-

ciate that the surface layer (which we conclude is typically 36 m thick) results in very poor seeing for a telescope at ice level.

The properties of the turbulence in the boundary layer need to be investigated carefully. For this purpose, four micro-thermal sensors pairs were set up onto the 32 m-high American tower, to estimate and monitor the ground layer turbulence, at elevations $h = 2m60, 8m10, 16m$ and 32m. Results from this experiment are expected soon, as well as other measurements during the rest of the winter.

Acknowledgements

We wish to thanks the summer camp logistics and the winterover team at Concordia for their help. The program is supported by the Polar Institutes IPEV and ENEA.

REFERENCES

- Aristidi E., Agabi A., Fossat E., Azouit M., Martin F., Sadibekova T., Travouillon T., Vernin J., Ziad A., 2005a, A&A in press
- Aristidi E., Agabi A., Azouit M., Fossat E., Vernin J., Travouillon T., Lawrence J., Meyer C., Storey JW., Halter B., Roth W.L., Walden V., 2005b, A&A 430, 739
- Azouit M., Vernin J., 2005, PASP 117, 536
- Lawrence J., Ashley M., Tokovinin A.A., Travouillon T., 2004, Nature 431, 278
- Marks R., Vernin J., Azouit M., Manigault J.F., Clevelin C., 1999, A&AS 134, 161
- Walden V.P., Town M.S., Halter B., Storey JW., 2005, PASP 117, 300

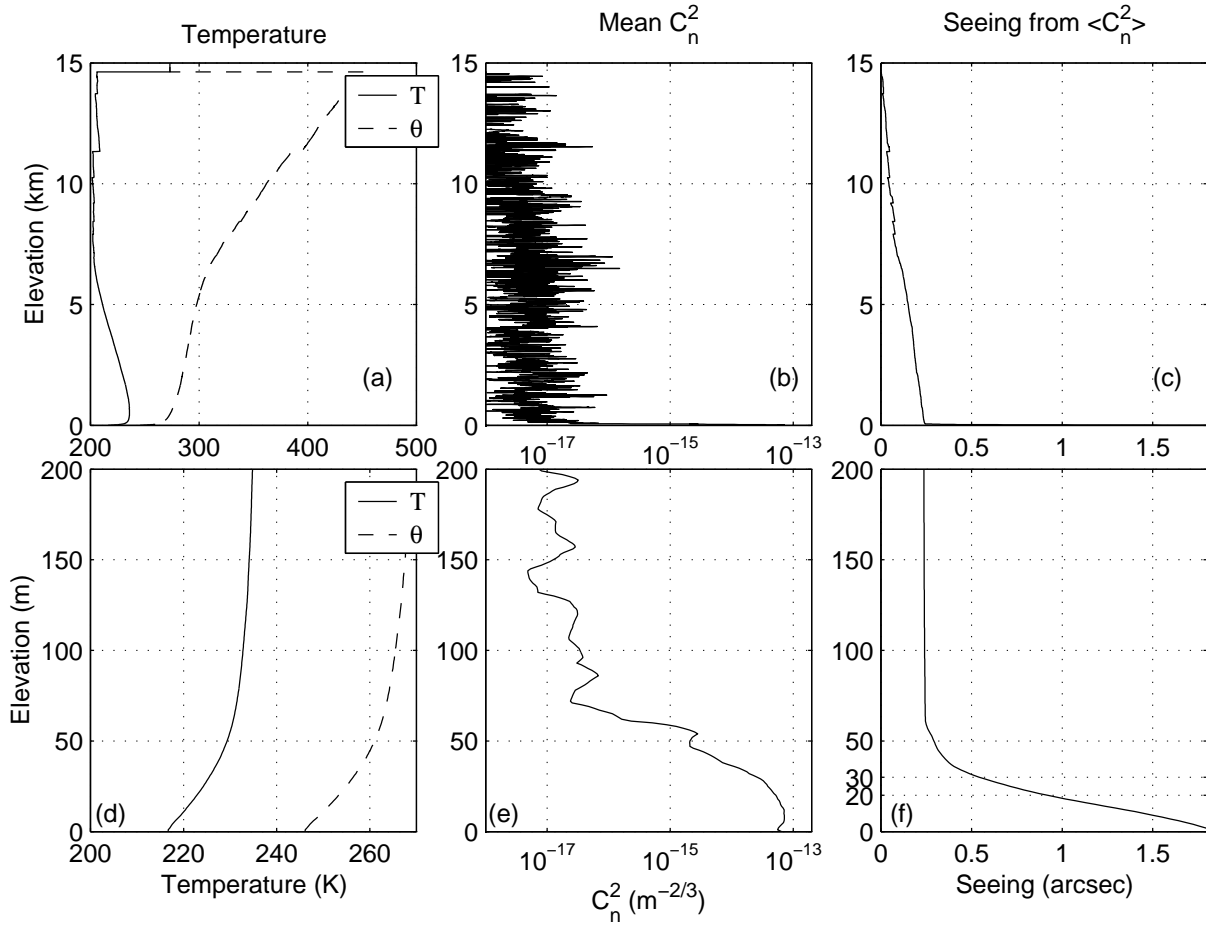


Fig. 1.— Average vertical profiles of (a) the temperature T and potential temperature θ , (b) the refractive index structure constant C_n^2 . Curves (a) and (b) correspond to averages over 16 balloon data between March 15th and August 1st. (c) is the average seeing deduced from individual C_n^2 profiles. Discontinuities in the temperature plot (a) are due to the increasingly insufficient number of flights reaching high altitudes. Plots (d), (e) and (f) show the same quantities on the first 200 m over the ground.

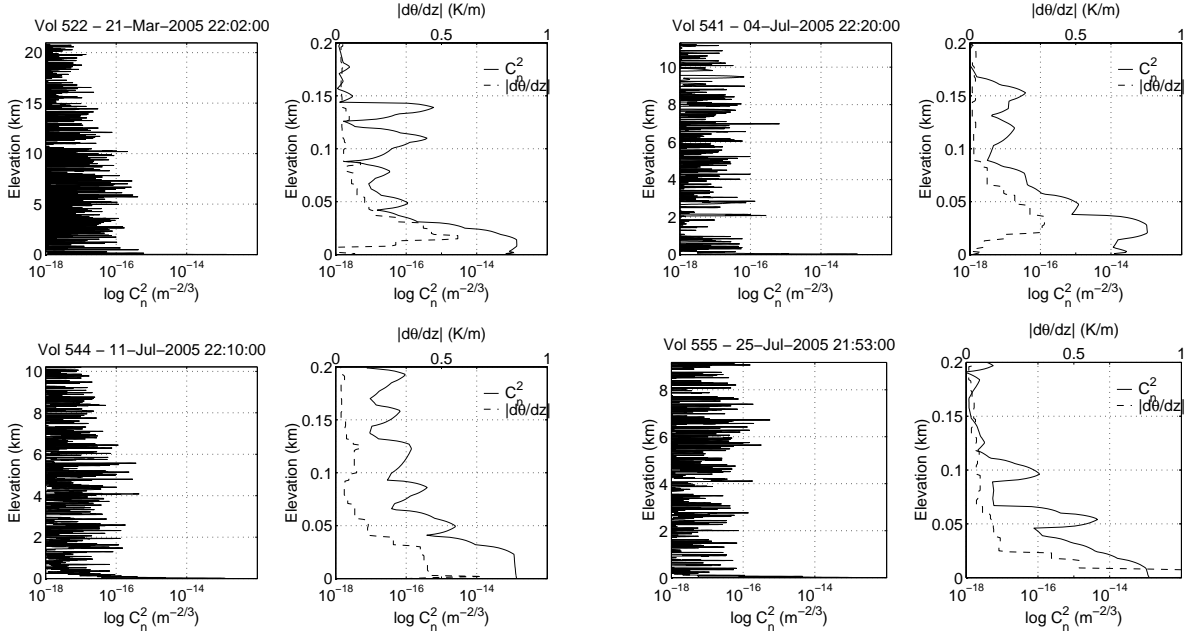


Fig. 2.— Individual characteristic profiles of C_n^2 and of the potential temperature gradient $d\theta/dz$ for 4 balloons.

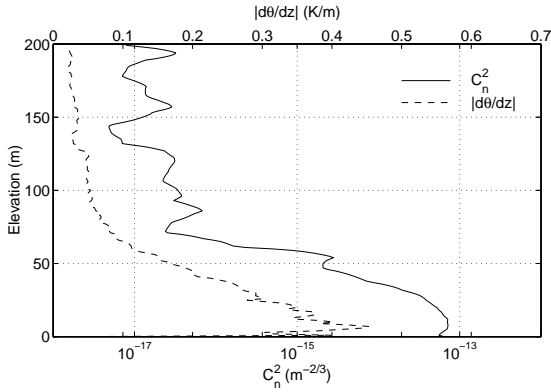


Fig. 3.— Average vertical profiles of C_n^2 and of the potential temperature gradient $d\theta/dz$ in the first 200 m above ground.

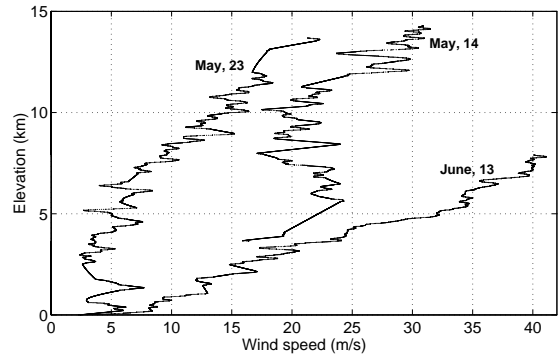


Fig. 4.— Wind speed profiles measured by 3 radiosoundings in May and June.

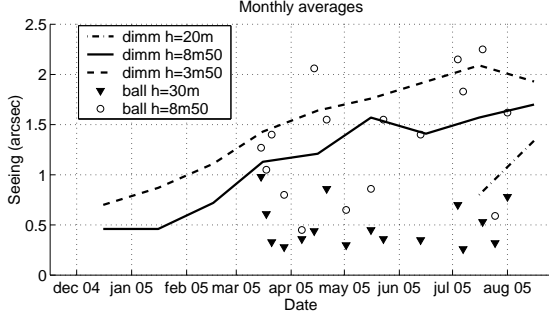


Fig. 5.— Monthly averaged ground seeing from the monitors located at elevations $h = 3.5$ m, $h = 8.5$ m, and $h = 20$ m. Individual points are balloon-based estimations at $h = 8.5$ m and $h = 30$ m.

Balloon data

Elevation	ϵ (arcsec)	θ_0 (arcsec)	τ_0 (ms)
$h \geq 8.5$ m	1.4 ± 0.6	4.7 ± 2.6	2.9 ± 7.0
$h \geq 30$ m	0.36 ± 0.19	4.7 ± 2.6	8.6 ± 7.1

Monitors data

$h \geq 8.5$ m	ϵ (arcsec)	θ_0 (arcsec)
Median	1.3 ± 0.8	2.7 ± 1.6
Min/Max	0.12/3.37	0.43/10.91
Ndata	36127	9501

Table 1: Median optical parameters at two elevations above ground. Values are computed from 16 individual C_n^2 profiles. The uncertainties are standard deviations of the values.

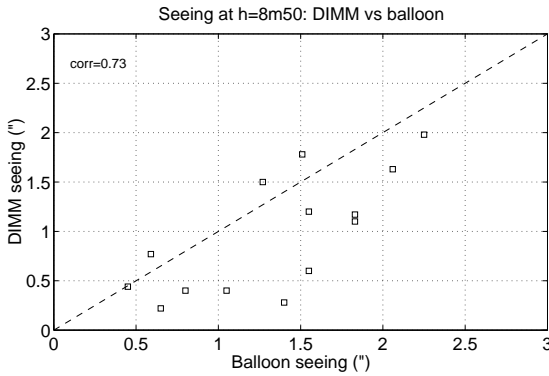


Fig. 6.— Plot of the seeing estimated by the DIMM at $h=8m50$ versus seeing computed from the balloons profiles at the same height and around the same time, when available.

Température, vent et humidité à partir des mesures météorologiques

Comme je l'ai déjà mentionné plus haut, 200 ballons météorologiques équipés de radiosondes standard météo Vaisala ont été lancés pendant les 4 (2000-2004) campagnes d'été [Aristidi, 2005b]. Les données ont été prises entre novembre et février pendant différentes périodes de la journée (Figure 1). Après le filtrage préliminaire des données brutes, 148 profils ont été choisis pour l'étude actuelle. Les paramètres obtenus sont sauvegardés dans des fichiers ASCII, dont un exemple est présenté dans la Figure 2.

Ces ballons météorologiques mesurent les profils verticaux généralement jusqu'à 20 - 25 km, mais peuvent parfois atteindre des altitudes légèrement plus hautes jusqu'à 30 km. Les radiosondes lancées pendant les 3 premiers étés ont été généralement équipées de capteurs Vaisala RS-80. Pendant la dernière mission de 2004 environ la moitié des sondes étaient remplacées par le modèle RS-90 un peu plus cher à cause de meilleurs capteurs censés fournir des mesures de température et d'humidité plus précises que celles de RS-80. Quant aux mesures de vitesse de vent, elles sont faites indépendamment par le système de positionnement du GPS. Lesquels sont sensibles à la lumière du jour et cette sensibilité dépend de l'altitude. Dans les rapports [Smout, 2000], les tests effectués montrent que les RS-90 sont moins contaminés par la radiation solaire que les sondes RS-80. D'après une étude effectuée par [Luers, 1997], les valeurs de la température mesurée par RS-90 sont supérieures à celles de son prédécesseur RS-80, cette différence est souvent de l'ordre de $0.5^{\circ}C$. Et comme on verra plus loin, dans la comparaison avec les ré-analyses du modèle ECMWF on observera un meilleur accord avec les mesures de la sonde RS-90.

L'atmosphère est un milieu très variable, dont les fluctuations ont des longueurs d'onde allant de plusieurs milliers de kilomètres (dépressions et anticyclones) au millimètre (dissipation visqueuse) ; de même, ses fluctuations temporelles ont des périodes allant des évolutions climatiques séculaires à la milliseconde caractéristique des temps de déformation des images. Une connaissance des particularités du climat local à grande échelle au-dessus de Dôme C permet de faire un bilan général des paramètres qui peuvent jouer un rôle pour les recherches astronomiques. Dans l'étude suivante, je propose de nous concentrer sur cette analyse à partir des profils verticaux mesurés par les sondes stratosphériques pendant l'été antarctique.

Température. Les couches susceptibles de produire de la turbulence optique sont la troposphère et éventuellement la partie basse de la stratosphère (jusqu'à environ 25km). Généralement, on distingue la troposphère par le gradient vertical de température $dT/dz < 0$ (généralement la nuit) et la stratosphère $dT/dz > 0$, séparées par la tropopause où le gradient thermique s'annule

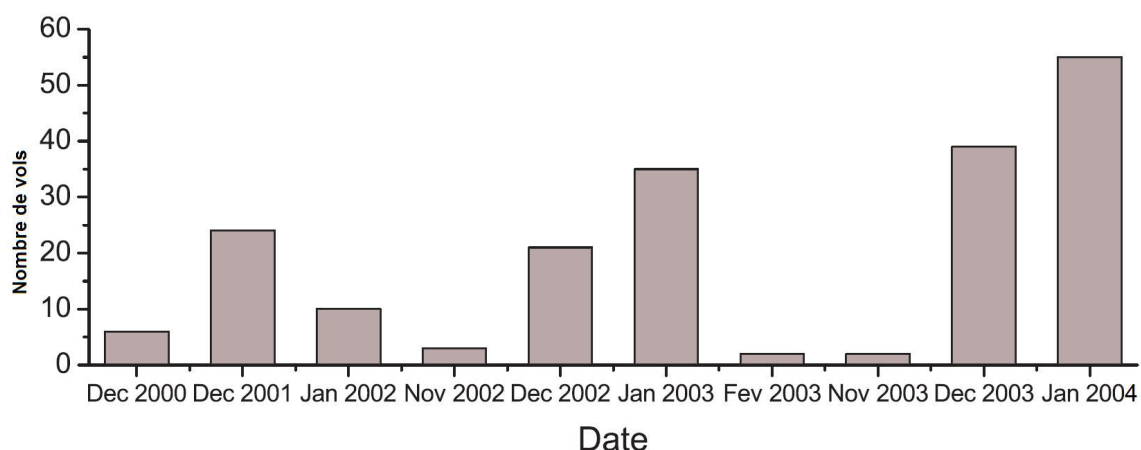


FIG. 1 – Distribution dans le temps des lancements des ballons stratosphériques.

Vol233.v00

Time	Vasc	Alt	Pres	temp,	RH	Dir	Speed
min sec	m/s	metre	mB	degC	%	deg	m/s
3 28	4.8	3610	622.4	-21.9	83	36	6.7
3 30	4.8	3619	621.6	-21.9	83	36	6.7
3 32	5.0	3631	620.7	-21.9	83	36	6.7
3 34	5.0	3642	619.7	-21.9	83	29	5.8
3 36	4.9	3653	618.8	-21.9	83	29	5.8
3 38	4.9	3663	618.0	-22.0	84	21	5.0
3 40	4.9	3673	617.1	-22.0	84	21	5.0
3 42	5.0	3682	616.3	-22.0	84	21	5.0
3 44	5.0	3691	615.5	-22.0	84	13	4.3
3 46	5.0	3701	614.7	-22.0	84	13	4.3
3 48	5.0	3712	613.8	-22.1	84	7	3.6
3 50	5.0	3723	612.9	-22.1	84	7	3.6
3 52	5.1	3734	612.0	-22.1	84	7	3.6
3 54	5.1	3745	611.1	-22.1	85	3	3.0
3 56	5.1	3755	610.3	-22.1	85	3	3.0
3 58	5.1	3764	609.5	-22.0	84	1	2.5
4 0	5.1	3773	608.7	-22.0	84	1	2.5
4 2	4.9	3782	608.0	-22.0	83	1	2.5

FIG. 2 – Exemple de fichier de données mesurées par les ballons stratosphériques : Vasc - vitesse ascensionnelle ; Alt - altitude ; Press - pression ; temp - température ; RH - humidité relative ; Dir - direction d'où vient le vent. 90 degrés est un vent venant de l'Est ; Speed - module de la vitesse du vent

et s'inverse. La hauteur de la tropopause diminue avec la latitude, de ~ 17 -18 km à l'équateur et jusqu'à presque 8-9 kilomètres sur le continent antarctique. C'est une zone instable.

Plus bas, il existe une autre couche d'inversion, où le gradient de température change de signe sur une certaine épaisseur. Au niveau du Dôme C (3230m), elle commence à partir du sol et peut atteindre 100-200 mètres. Dans cette couche, l'air se refroidit par le contact direct avec la glace et devenant plus dense et plus lourd il reste près de la surface. Ailleurs, suivant le relief descendant il s'accélère en continuant à descendre vers la côte en se transformant en vent catabatique. Pendant l'été, généralement, l'air dans cette zone se réchauffe rapidement de -40°C à -25°C puis plus haut suit le profil standard de la troposphère. Le profil moyen de la température obtenu à partir des sondages d'été est présenté sur la Figure 3. Ici, on voit que l'écart-type est de l'ordre de 5°C . Ceci est dû à la hauteur variable du Soleil au-dessus de l'horizon et donc au moment de la journée où la sonde a été lancée. Si on analyse les profils présentés sur la Figure 5 lancés à différents moment du jour, on peut constater la variation radicale dans le comportement des profils de température. La Figure 6 présente dix profils mesurés tout au long d'une journée où on observe l'évolution diurne de température dans les premiers 100 mètres. Le gradient vertical devient presque nul l'après-midi vers 17 heures locale (9UT) ce qui a un effet remarquable sur le seeing. On observe le meilleur seeing de la journée surtout l'après-midi où il peut atteindre la valeur de 0.2 arcsec et même parfois mieux.

Vent. A toute altitude, des cisaillements de vent peuvent conduire à un écoulement turbulent entre deux couches ayant un écoulement laminaire. Par exemple, à la tropopause, ce phénomène peut conduire à des valeurs importantes de C_T^2 à cause de la grande vitesse des vents liés à la circulation générale de l'atmosphère. A partir des mesures des ballons météorologiques on constate que pour Dôme C les profils moyens de la vitesse absolue du vent (Figure 7) montrent des valeurs de 12m/s à l'altitude de la tropopause (5-6km au-dessus de la surface) et seulement 2 à 9m/s dans les premiers 150 mètres. Pendant l'été, la vitesse du vent est faible dans toute l'atmosphère qui nous intéresse jusqu'à 20-25 km. Ces conditions paraissent très prometteuses pour les prochains instruments astronomiques. Le vent moyen à toute altitude jusqu'à 20km souffle dans un éventail d'angles compris entre les valeurs de 180° et 240° , donc la direction dominante de Sud-Ouest qui correspond au courant général qui suit le flux géophysique (ou topologique) (Figure 8). Pour le vent près du sol, comme on peut le voir sur la Figure 4, sa valeur moyenne mensuelle à partir des mesures de AWS (Automatic Weather Station) est entre 2 et 4,5 m/s et surtout elle varie très peu pendant 19 ans (1980-1999) de statistique.

Composition atmosphérique. Certains constituants de l'atmosphère jouent un grand rôle par rapport aux observations astronomiques, par suite de leur importante absorption dans certaines bandes spectrales. Ce sont particulièrement l'ozone, le gaz carbonique et la vapeur d'eau. La répartition verticale de l'ozone dépend de l'altitude et de la saison. Ramenées aux conditions normales, les quantités d'ozone intégrées sur toute l'épaisseur de l'atmosphère varient entre des épaisseurs de 0.24cm STP(Standard Temperature Pressure) et de 0.38cm en passant des basses aux hautes latitudes. Le maximum de concentration se situe autour de 16 km, mais l'ozone est présent jusqu'à 80 km. Il absorbe principalement l'ultraviolet. Le gaz carbonique présente une importante absorption dans l'infrarouge, sa répartition verticale est indépendante de l'altitude. La vapeur d'eau peut également gêner des observations astronomiques à cause de l'absorption dans l'infrarouge. Les fluctuations de température et de concentration de H_2O entraînent des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air qui provoquent la turbulence optique. Ce rapport de mélange dans l'atmosphère est fonction de l'altitude et très variable avec le temps et la latitude. L'installation d'un site astronomique à plusieurs kilomètres d'altitude peut améliorer significativement la qualité des observations en particulier dans l'infrarouge et aux longueurs d'onde millimétriques. L'altitude bien entendu, mais aussi le froid puisque la pression de vapeur satu-

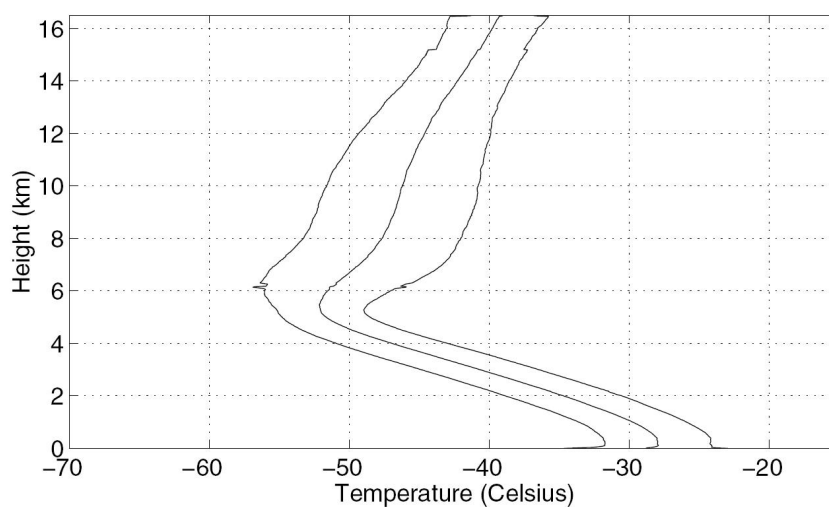


FIG. 3 – Profil vertical de la température moyenne au-dessus de Dôme C pendant l'été Antarctique avec écart type ([Aristidi, 2005b]).

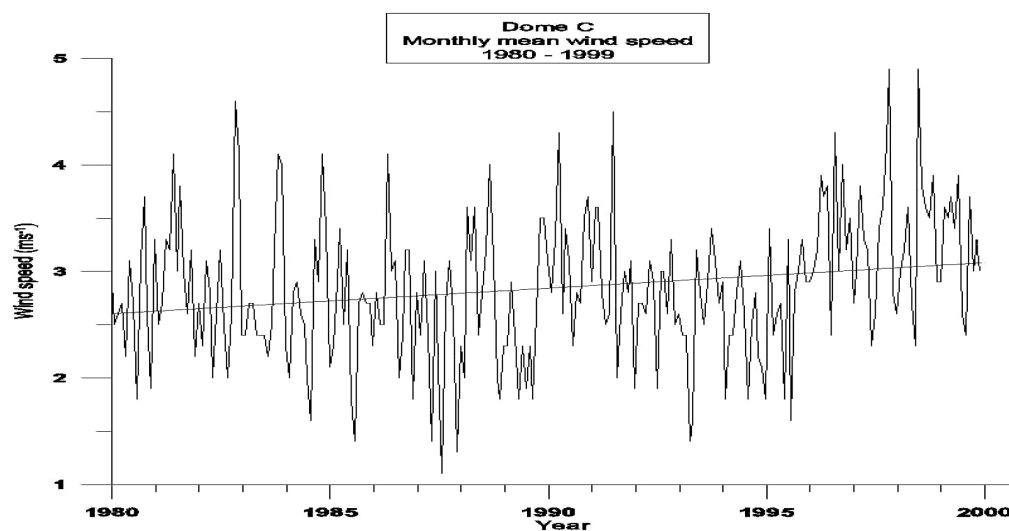


FIG. 4 – Répartition de la moyenne mensuelle de la vitesse du vent au sol au Dôme C entre 1980 et 1999 [Wendler, 1992].

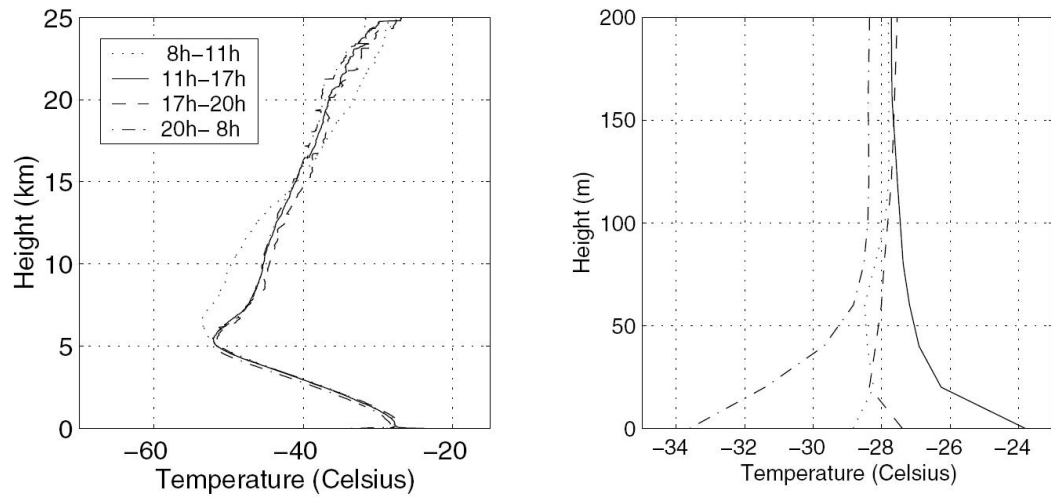


FIG. 5 – Exemples de profils de température à différents moments de la journée ([Aristidi, 2005b]).

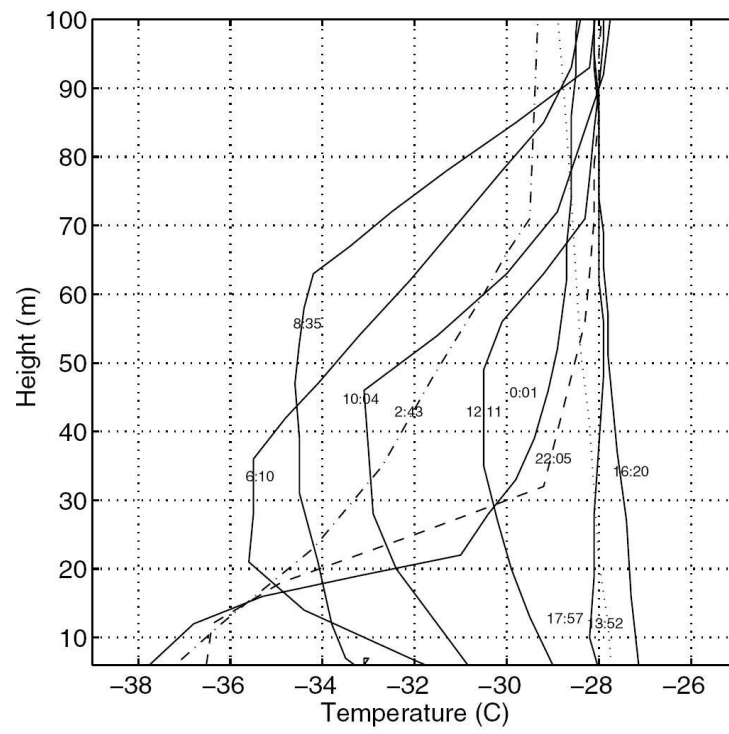


FIG. 6 – Evolution du profil de la température pendant 24 heures pour la journée de 24/01/2004 [Aristidi, 2005b].

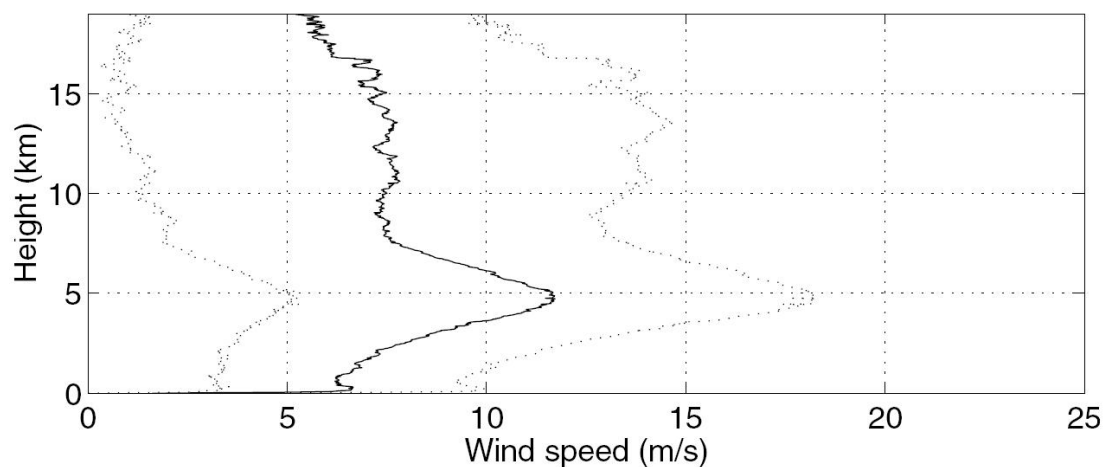


FIG. 7 – Profil vertical de la vitesse moyenne du vent au-dessus du Dôme C pendant l'été Antarctique avec écart type [Aristidi, 2005b].

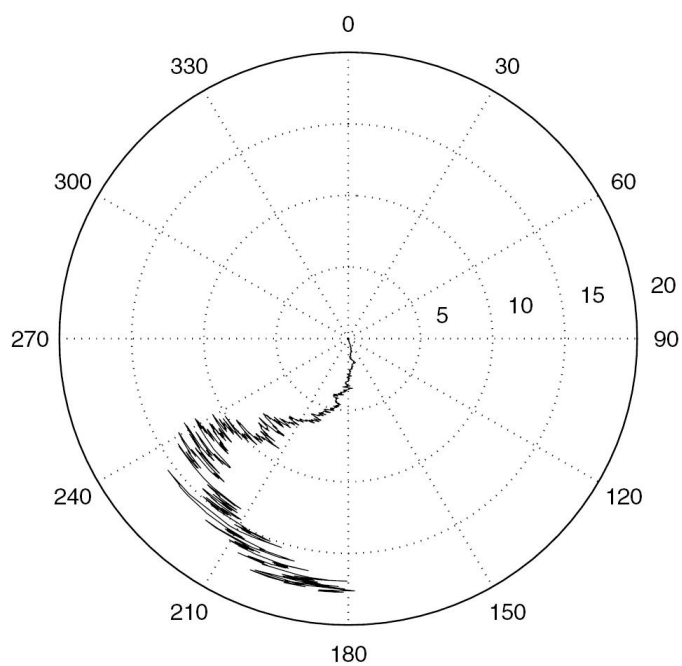


FIG. 8 – Direction moyenne de la vitesse du vent en fonction de l'altitude à partir des sondages stratosphériques effectués pendant l'été Antarctique au-dessus du Dôme C.

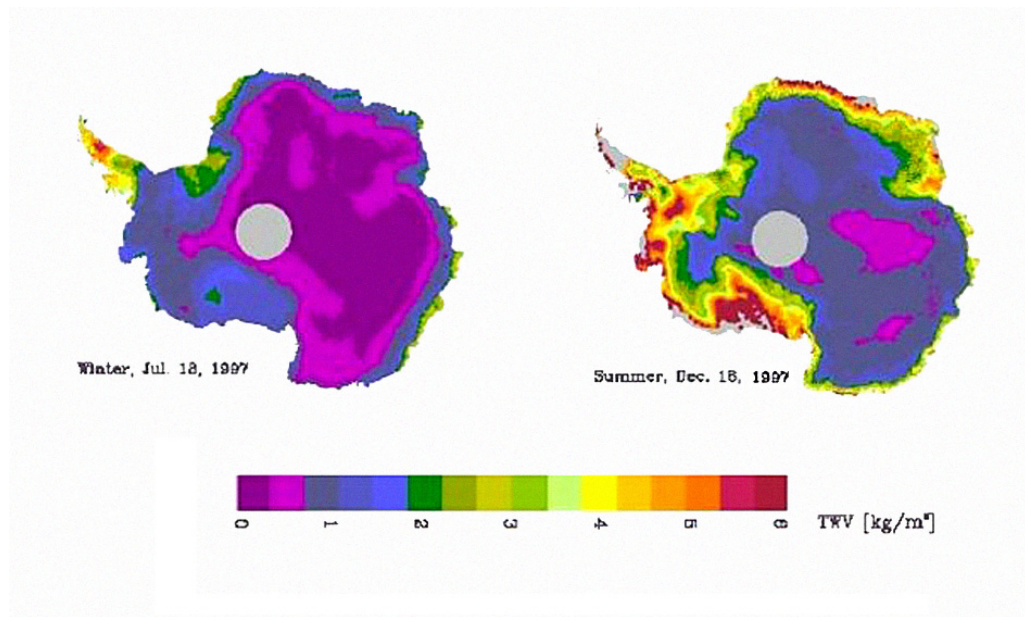


FIG. 9 – La valeur moyenne du contenu troposphérique en vapeur d’eau en Antarctique pour l’hiver et l’été en 1997 à partir des divers projets météorologiques pour la région polaire et des satellites météorologiques (par Prof. Dr. Klaus F. Kuenzi de l’Université de Bremen)

rante H_2O diminue très rapidement quand la température baisse (Figure 9). A $-50^{\circ}C$ ou $-60^{\circ}C$ de l’air saturé d’humidité est beaucoup plus sec que de l’air très sec des régions tempérées. Situé à plus de 3200m où la température moyenne est $-30^{\circ}C$ pendant l’été et $-60^{\circ}C$ pendant l’hiver, le plateau antarctique offre également des conditions très favorables.

Perspectives de prévision de turbulence optique au-dessus du Dôme C

Le développement de systèmes d'optique adaptative multiconjugée (conjuguée aux couches turbulentes principales) pour la prochaine génération des ELTs exige la connaissance de la distribution verticale de la fonction de structure de l'indice de réfraction $C_n^2(h)$ et $V(h)$.

Actuellement trois techniques sont disponibles pour obtenir les profils verticaux de $C_n^2(h)$ et $V(h)$:

- **Observations in situ.** Les mesures *in situ* à partir des ballons météorologiques équipés GPS et des capteurs des micro fluctuations thermiques pour mesurer $C_T^2(h)$ pendant leur montée jusqu'à approximativement 30 km. [Bufton, 1972], [Azouit, 2005] ;

- **Profileurs verticaux de turbulence optique.** Différents profileurs de turbulence optique basés sur la technique qui a été développée par [Rocca, 1974], utilisent les corrélations spatio-angulaires de la scintillation d'une étoile double. Cette technique, appelée SCIDAR, a été améliorée par [Avila, 1997] et [Fuchs, 1998], permettant d'obtenir les profils $C_n^2(h)$ dans tout l'atmosphère entière, y compris la couche limite de basse altitude (technique de SCIDAR Généralisé). D'après [Vernin, 1983] il est possible d'obtenir le profil vertical du vent $V(h)$ en analysant les inter-corrélations des images de scintillation des deux composantes d'une étoile double. Une technique semblable mais permettant cette fois d'utiliser une étoile simple a été proposée par [Caccia, 1987] et développée par [Habib, 2005] où les profils verticaux de $C_n^2(h)$ et $V(h)$ peuvent être déduits d'une analyse d'intercorrélation des images de scintillation d'une étoile simple décalées d'un temps Δt , c'est la technique de Single Star SCIDAR.

D'autres profileurs de turbulence optique qui utilisent des méthodes semblables sont disponibles comme le SLODAR [Wilson, 2002] et le MASS [Tokovinin, 2002]. Le SLODAR analyse les corrélations spatiales des scintillations d'une étoile double avec ses composantes très séparées, $\theta > 5''$ sur les sous-pupilles de Shack-Hartmann installées sur un télescope de 40cm qui permet d'observer la turbulence dans les basses couches (8 niveaux à partir des premiers 100m jusqu'à 2km). Le MASS mesure les scintillations d'une étoile simple avec quatre sous-pupilles d'un petit télescope de 14cm fournissant les profils $C_n^2(h)$ sur 5 niveaux différents avec une basse résolution verticale (0.5, 1, 4, 8, 16km). Actuellement, une nouvelle version portable d'instrument MASS (MASS-Lite) en combinaison avec DIMM participe aux multiples expéditions de qualification de site pour E-ELT.

- **Reconstruction à partir de modèle.** Plusieurs modèles ont été développés pour déduire le seeing et les profils de $C_n^2(h)$ à partir des paramètres météorologiques comme la température, la vitesse de vent, et les paramètres géographiques comme l'orographie. L'un des premiers modèles

numériques a été proposé par [Coulman, 1985], qui permet de voir la structure des couches turbulentes. Mais d’après les comparaisons avec le SCIDAR [Coulman, 1988] la correspondance entre les profils C_n^2 mesurés et celui du modèle n’était pas aussi bonne que prévu. Plus récemment, [Masciadri, 1999] a mis en application un modèle Non-Hydrostatique (Meso-NH), basé sur les équations de conservation dérivant des premiers principes de la physique et décrivant la quantité de mouvement, la chaleur, la concentration de l’eau atmosphérique sous ses formes vapeur, liquide et solide. Il est forcé à ses frontières latérales par les ré-analyses météorologiques fournies par ECMWF. Ce modèle donne les cartes en 3D du profil de C_n^2 sur une surface 60x20 kilomètres centré autour de Paranal. Plus tard, ce modèle a été amélioré en considérant la distribution de la température près de la surface. Ces simulations correspondent assez bien aux mesures, avec une dispersion comparable aux mesures [Masciadri, 2001]. Un modèle alternatif a été proposé par [Trinquet, 2006]. C’est un modèle paramétrique qui utilise comme paramètres d’entrée les profils verticaux de la température et de la pression provenant des ré-analyses météorologiques ou des mesures *in situ*. Il s’appelle AXP selon les paramètres basiques comme l’amplitude A et la puissance P du profil de turbulence C_n^2 qu’il utilise dans la simulation. Ce modèle utilise un algorithme plus simple et donne des résultats aussi précis.

Un peu partout sur notre planète et surtout dans les zones tropicales le modèle et les ré-analyses calculés par les Centres Météorologiques décrivent assez bien le comportement de l’atmosphère terrestre. Ce succès permet de calculer et de prédire la turbulence atmosphérique dans la plupart des sites astronomiques. En revanche, en Antarctique et en particulierité au Dôme C, le modèle météorologique n’a jamais été vérifié avec exactitude. Dans l’étude suivante je propose une analyse des données du modèle ECMWF pour Dôme C et leur comparaison avec les radiosondages effectués *in situ* pendant l’été à Concordia. Ces ré-analyses ont été proposées par nos collaborateurs du laboratoire de Glaciologie de l’Université de Grenoble.

On the atmosphere for astronomers above Dome C, Antarctica

Sadibekova, T., Fossat, E., Genthon, Ch., Krinner, G., Aristidi, E., Agabi, K., Azouit, M.
Antarctic Science, Cambridge University Press, 18, 437-444, 2006

Résumé

Cet article décrit une comparaison entre les mesures des ballons équipés de radio-sondes faites pendant l'été sur la station Concordia, Dôme C en Antarctique et les ré-analyses météorologiques. Cette comparaison permet d'évaluer la fiabilité des ré-analyses pendant l'été Antarctique qui permet leur utilisation pendant la période d'hiver et d'estimer une marge d'incertitude, alors que les premières mesures in situ sont devenues disponibles. L'intérêt astronomique est de produire une évaluation de turbulence atmosphérique au Dôme C pendant l'hiver antarctique. Pour ce travail, le modèle global du centre européen (ECMWF) qui est opérationnel toutes les 6 heures chaque jour a été employé en même temps que les données de radio-sondes à partir des ballons météorologiques lancés à partir de Concordia pendant différentes missions d'été couvrant la période de Décembre 2000 jusqu'à Janvier 2004.

On the atmosphere for astronomers above Dome C, Antarctica

T. SADIBEKOVA^{1,3}, E. FOSSAT¹, C. GENTHON², G. KRINNER², E. ARISTIDI¹, K. AGABI¹ and M. AZOUIT¹

¹ Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice, Université de Nice Sophia Antipolis, UMR 6525 Parc Valrose 06108 Nice France

² Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement (Université Joseph Fourier, Grenoble I et CNRS) 54 Rue Molière, DU BP 96 F-38402 Saint Martin d'Hères Cedex, France

³ ESO (European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, D-85748 Garching, Germany
sadibeko@unice.fr

Abstract: This paper describes a comparison between balloon radio-soundings made in summer at the Concordia station, Dome C, Antarctica and coincident model-based meteorological analyses. The comparison allows the assessment of the reliability of the analyses in summer. This allows the use of the winter analyses within an estimated range of uncertainty, while the first *in situ* measurements are just becoming available. The astronomical interest is to produce an estimate of atmospheric turbulence during the Antarctic winter at this very promising site. For this work the 6-hourly ECMWF operational analyses were used, concurrently with the data obtained *in situ* by the radio-sounding made at Concordia with standard meteorological balloons and sondes during four summer seasons (November–January), from December 2000 to the end of January 2004.

Received 18 January 2006, accepted 18 April 2006

Key words: Antarctic plateau, ECMWF analyses, optical turbulence, radio-soundings, site testing, temperature gradient, wind gradient

Introduction

Dome C, one of the summits of the Antarctic plateau (75°S, 123°E), was originally selected for the glaciological ice core programmes because glacier motions are minimal around a dome. Katabatic winds follow more or less the surface slopes, so that they are minimized near the domes, an *a priori* very favourable situation for astronomers. The local altitude is about 3260 m, but because of the low temperature, the surface pressure is equivalent to the surface pressure at an altitude of 3700 to 3800 m at more usual latitudes. Today, astronomy seems very likely to be among the major scientific activities to be intensely developed at Concordia in the future. At the Amundsen-Scott South Pole station, astronomy started a long time ago, and many site testing programs have been undertaken in optical and IR astronomy (see e.g. Pomerantz 1986). In 1991–92 Gillingham suggested that exceptionally good seeing could be expected above the high part of the Antarctic Polar Plateau. A preliminary site testing campaign was done at Dome C in 1996 (Marks *et al.* 1999).

Then, during each summer campaign since 2000, with the construction of the permanent station, an astronomical site testing program has been implemented step by step, to be ready for operation during this first winter. It contains three DIMM (Differential Image Motion Monitor) telescopes (Aristidi *et al.* 2005a), one of them on top of a 5 m high platform, and the other two at the snow surface level, being operated together in the GSM (Grating Scale Monitor) mode (Ziad *et al.* 2000). Scintillation and isoplanatic angle measurements are also carried out. Temperature sensors have been installed on the 32 m high metallic mast for

in situ measurements of the air turbulence in the ground based inversion layer. Meteorological balloons specially equipped with similar micro-thermal sensors are launched twice per week, for probing the turbulence up to the higher atmospheric layers (Azouit & Vernin 2005).

The first seeing winter measurements were done in 2004 by the Automatic Astrophysical Site Testing International Observatory (AASTINO), installed at Dome C in 2003 by Australian team of University of New South Wales (Lawrence *et al.* 2004). From a combination of SODAR and MASS data, a mean seeing value of 0.27 arcsec was obtained during the autumn season (23 March–5 May), the measurements being sensitive to atmospheric layer above 30 m.

In 2005, the first over-wintering team made it possible to run the site testing program during the whole winter. The DIMM instruments showed a regular deterioration of the ground based seeing quality with the decreasing winter temperature. On the other hand 30 radio-sounding during the dark time have shown a ground inversion layer that is very turbulent, with a thickness of 20–50 m (Agabi *et al.* 2006).

During the four previous summers (mid-November to early February), 200 meteorological balloons equipped with standard meteorological radiosondes were launched (Aristidi *et al.* 2005b). They provide the following parameters: altitude, temperature, pressure, humidity, wind speed and direction, up to altitudes generally between 20 and 25 km, and sometimes slightly higher. One of the first astronomically interesting results of these summer radio-soundings has been the confirmation that wind speed above

the site is low. The ground wind speed was already known to be among the slowest on Earth in year-round average. At higher altitudes, there is generally a wind increase around the tropopause (8–9 km a.s.l., and sometimes another increase at much higher altitudes, above 20 km. But these wind speeds are often less than 10 m s^{-1} , and essentially never faster than 20 m s^{-1} . Indeed, the air density becomes faint enough there to imply negligible effects on the refraction index. Of course, wind speed alone is not sufficient for estimating the turbulence conditions. The other important parameter is the temperature stratification, and especially its vertical derivative. Indeed, the occurrence

of optical turbulence depends on the vertical gradient of the potential temperature $\delta\theta/\delta z$ and on the vertical wind shear $\delta v/\delta z$. Physically, the potential temperature of an air parcel is the temperature the parcel would have if it were brought adiabatically to the standard pressure p_o ; generally we take $p_o = 1000 \text{ hPa}$. The potential temperature is a conserved quantity for an air parcel in adiabatic motion, i.e. motion in which there are no heat sources or sinks. It is defined by

$$\theta = T \left(\frac{p_o}{p} \right)^\gamma,$$

where T is the temperature in K, p is the pressure and γ is

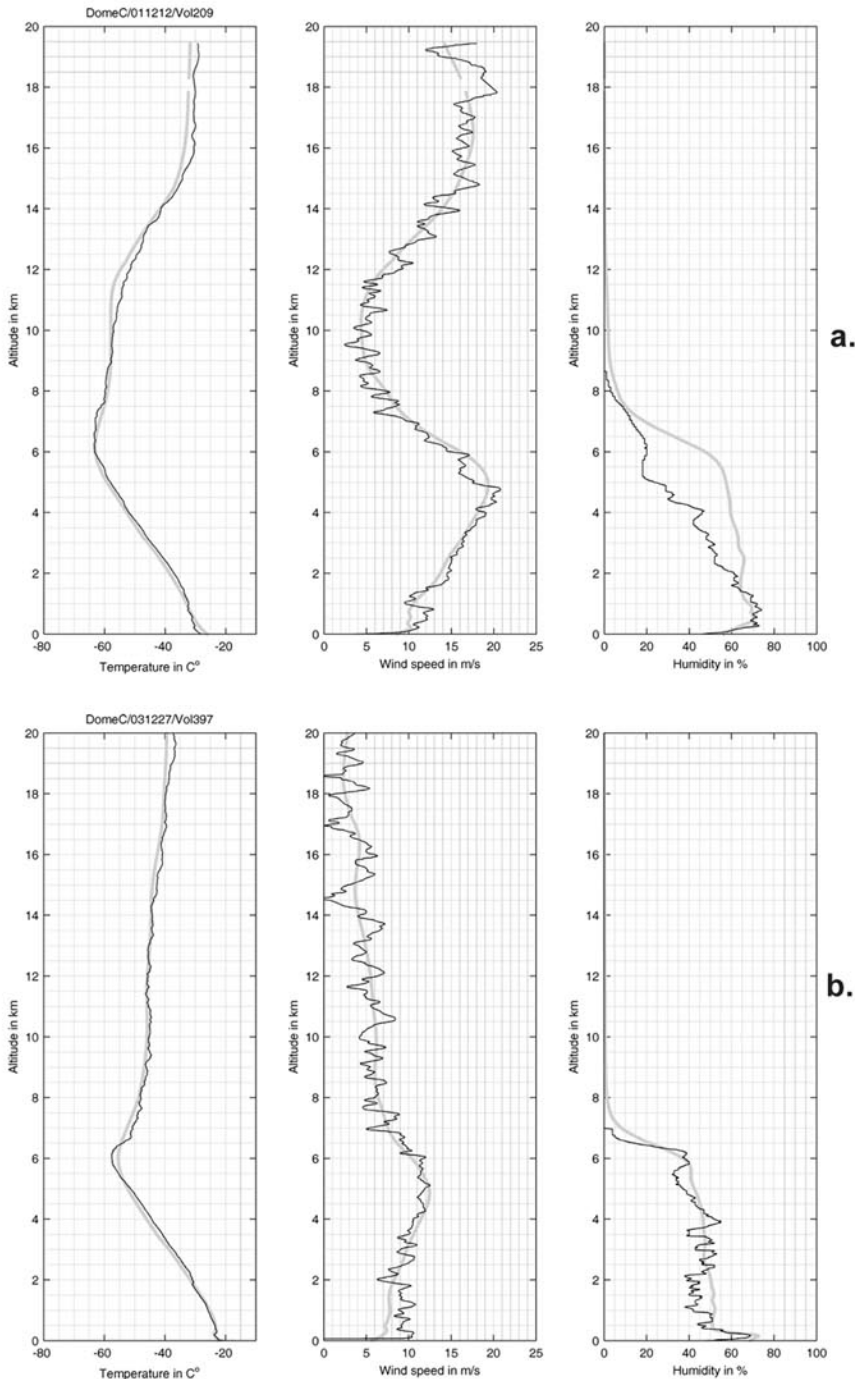


Fig. 1. Comparison between temperature, wind speed and humidity measurements (thin line) and interpolated model (bold line) profiles. **a.** is an illustration (12 December 2001) with the RS-80 radiosonde, **b.** is another one (27 December 2003) with RS-90 radiosonde. (Altitude above the ground)

R_d/c_p , the ratio of the gas constant and specific heats of dry air ($\gamma = 0.286$).

The radio-soundings made in summer do not provide any information on the winter atmospheric conditions. Before having access to winter measurements on the site, a two-step strategy was developed. First to compare the radio-sounding datasets with model-based meteorological analyses. This will define the quantitative confidence of the analyses in summer. Then, assuming a similar level of confidence, the winter analyses can be used for a first estimate of the winter parameters relevant for astronomers. The identification of the layers with a possible risk of optical turbulence is of particular interest.

Data and meteorological analyses

The stratospheric balloons launched between 2000 and 2004 were generally equipped with Vaisala radiosondes model RS-80. During the last summer season, about half of the sondes were of the model RS-90 instead, which are supposed to provide more accurate temperature and humidity values. This has proved to be especially true for the humidity.

The ECMWF (European Center for Medium-range Weather Forecasts) produces 6-hourly operational meteorological analyses to initialize short- and medium-range weather forecast. The analyses are the results of the assimilation of real-time observations, where and when available, into a meteorological model. In Antarctica, most of the *in situ* observations are made at weather stations scattered at the periphery of the ice sheet. Automatic weather stations, including one at Dome C, also provide basic surface information for the interior of the ice sheet, but there is currently no radio-sounding done on the East Antarctic plateau and reported for analyses, except for Amundsen-Scott South Pole station. None of the radio-soundings mentioned above have been used in the analyses, so the observations provide an independent evaluation of the analyses capabilities. However, polar-orbiting meteorological satellites provide all-season downward-looking sounder information. Further information on the ECMWF system can be found at <http://www.ecmwf.int>. The 6-hourly profiles have been interpolated to the Dome C coordinates (rounded to 75°S, 125°E) from the original spectral archives with a nominal spatial resolution is ~75 km. There are 60 levels unevenly distributed along the vertical from the surface to 0.1 hPa, with typical resolution 2–3 hPa in the lowest levels.

Comparison and model validation

For a comparison between radiosonde data and analyses, it is necessary to have simultaneous values on one hand, and the same vertical sampling on the other hand. Two different interpolations have then been processed on the atmospheric

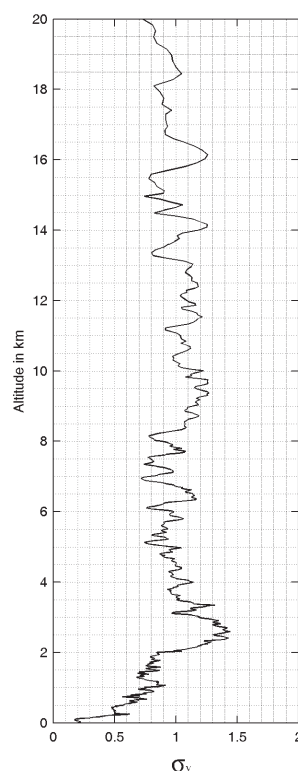


Fig. 2. Variance of the wind speed difference (measurements and analyses) that shows a rms difference of the order of 1 m s^{-1} at all altitudes. (Altitude above the ground)

model data:

- 1) Starting from the 60 pressure levels of the model, a vertical spline interpolation provides pressure levels accordingly to each individual radiosonde measurement.
- 2) As there is generally only one radiosonde launched each day, while the analyses are computed four times per day, the model value is then linearly interpolated between the two closest computations.

Figure 1 shows two examples of comparison for the three parameters temperature, wind speed and relative humidity. The first example corresponds to a RS-80 radiosonde, while the second is visibly more precise on the humidity parameter, with a RS-90.

A detailed comparison of the RS-80 and RS-90 radiosonde performances is described in Luers 1997. Additional information can also be found in an annual report of the Met Office (Smout *et al.* 2000). Following Luers 1997, the RS-90 temperature sensor is shown to be superior to its RS-80 predecessor, the difference being often of the order of 0.5°C . During day time, the temperature difference RS-90–RS-80 increases with altitude from 0.03°C at sea level to 0.42°C at 35 km. As to wind speed measurements, it is made independently by GPS position.

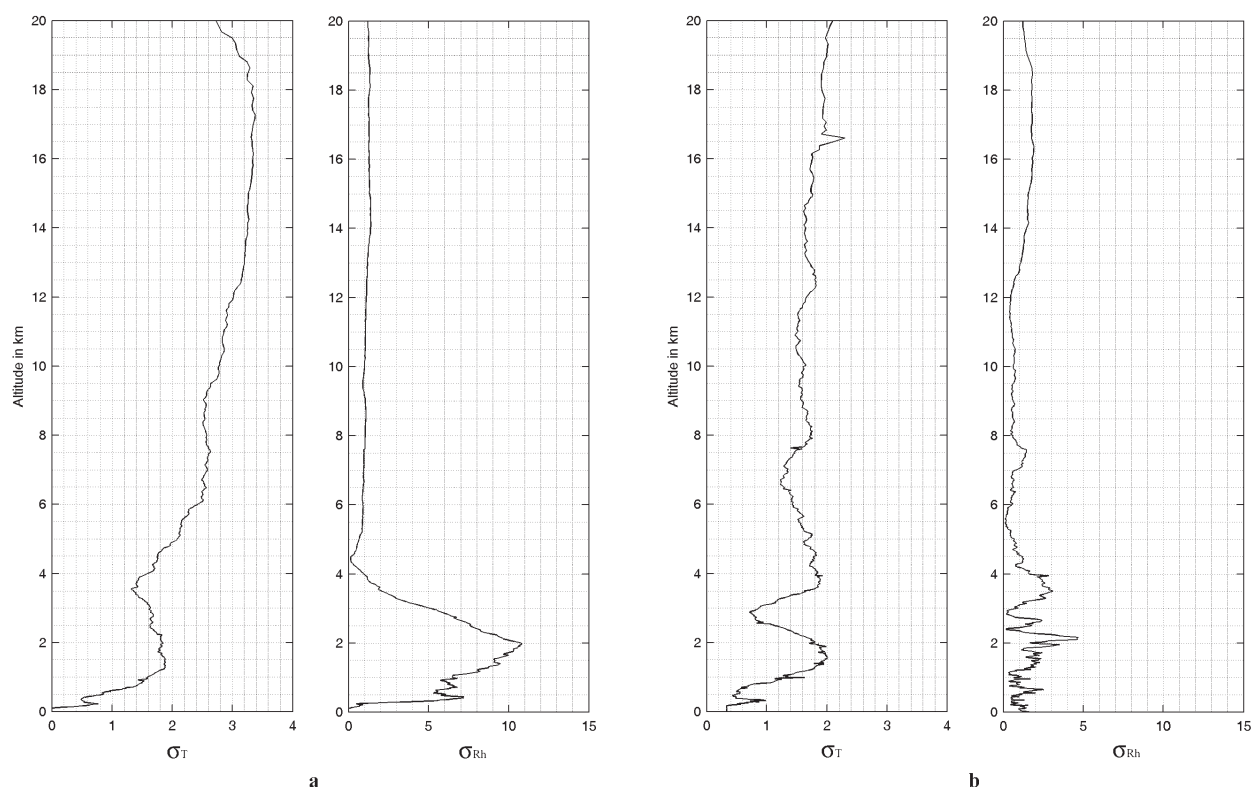


Fig. 3. The same variance for temperature and relative humidity differences shows the better quality of **b**, RS-90 radiosondes against **a**, RS-80. The rms differences are then about 1–1.5°C in temperature and 1–2% in relative humidity. (Altitude above the ground)

Such comparisons were made on a total of 120 balloons with RS-80 and 48 with RS-90. Figure 2 gives the root mean square error (RMSE) of the simulated wind speeds, using all the 168 selected radio-soundings (this parameter does not depend on the radiosonde model). It shows that this difference is of the order of 1 m s^{-1} at one sigma. For the other two parameters, temperature and relative humidity, the statistics is computed separately for the two radiosonde models. The standard deviations are shown on Fig. 3a (RS-80) & 3b (RS-90). The fact that the meteorological analyses compare more favourably to the RS-90 soundings therefore indicates that these analyses are certainly better than what could be thought when using all radio-soundings: A part of the error comes from the radiosondes themselves, especially with the RS-80 model. This is encouraging for using the analyses in assessing winter atmospheric conditions.

Optical turbulence conditions study at Dome C

Taking the RMSE of the analyses as a rough estimate of the model reliability during the summer season (in fact it has to be at least a little better, since the standard deviations contains both the model errors and also the measurement errors that cannot be zero, even with the best radiosondes), we will now assume that this reliability is of the same order all year. We can then have a look at the main characteristics

of the winter atmosphere above Dome C. For astronomers, these atmospheric main properties can be used as a first approach toward an estimate of the atmospheric turbulence, which is one of the main limiting factors of ground based astronomical observations (apart from cloudiness of

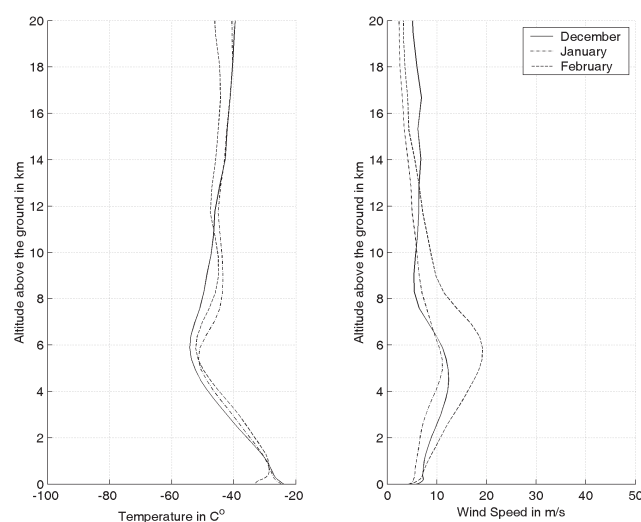


Fig. 4. Summer monthly mean temperature and wind speed profiles at 6UT given by the ECMWF for 2003. The tropopause is visible at 5–6 km by the inversion of the temperature gradient and a maximum of wind speed.

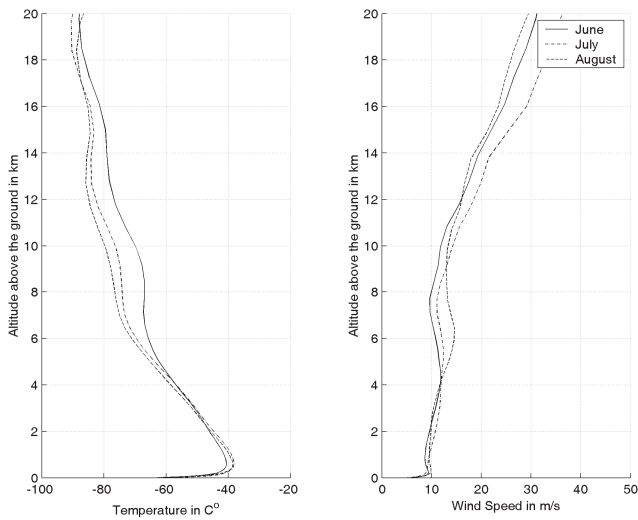


Fig. 5. Winter monthly mean temperature and wind speed profiles at 6UT given by the ECMWF for 2003. Note the disappearance of the tropopause, both the temperature minimum and the wind speed maximum. Also note the very strong ground based inversion layer of the temperature.

course).

Broadly speaking, high altitude atmospheric turbulent layers are mostly producing stellar scintillation, while low altitude layers are rather producing scatter and motions of stellar images at the focus of a telescope.

For many photometric measurements, stellar scintillation is one of the most important factors, together with the sky transparency. In the summer atmosphere, the tropopause altitude around 8–9 km (5 or 6 above the surface), is presumably contributing most to scintillation. Indeed, it corresponds both to an inversion of the temperature gradient, with the frequent occurrence of a wind speed

Table 1. Monthly average wind speed given by the first three sampled values of the ECMWF model. They are at the ground level, then 20 and 50 m above. The turbulent layer of about 30 m is located inside this strong gradient (around 40 to 50% wind speed increase in 50 m in winter). Averages computed on the two years 2003 and 2004.

Altitude levels	1 level Ground level	2-level (20 m (20 m above ground level)	3-level (50 m (50 m above ground level)
January	3.8	4.4	4.9
February	4.2	5.1	5.7
March	4.0	4.9	5.5
April	5.1	6.3	7.3
May	5.1	6.3	7.3
June	5.5	6.8	7.8
July	4.8	6.0	6.9
August	5.9	7.3	8.4
September	5.3	6.5	7.4
October	4.5	5.5	6.2
November	4.7	5.6	6.2
December	4.3	5.0	5.5
Annual average (m s^{-1})	4.8	5.8	6.6

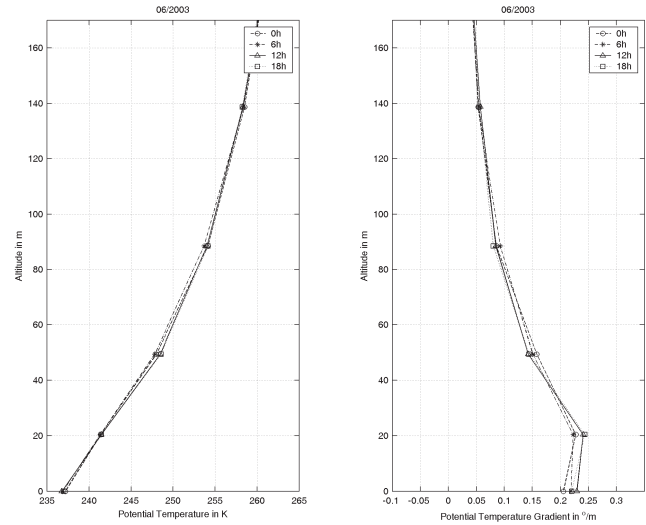


Fig. 6. The potential temperature (left) and its gradient (right) on the first 170 m above snow surface. Monthly mean in winter month of June 2003. As must be expected in permanent darkness, there is no more dependence on local time.

maximum (Fig. 4). However, during the night time, the inversion of the temperature disappears, as shown by Fig. 5. The slight wind speed increase corresponds then to a very small or slightly decreasing temperature gradient. One can thus expect a lower amplitude of the stellar scintillation.

The story is very different at low altitude, near the ground. As can be seen on the same Figs 4 & 5, there is a strong inversion of temperature gradient, of the order of 20°C in 100 m. With the shortage of sunlight during the transition and winter periods, the air temperature goes down but the temperature of the snow surface is always below the ground layer air temperature. During the winter, in the absence of sunlight, the snow surface is cooled by radiation, whereas the air in the ground layer has permanent circulation and maintains some interaction with air streams brought to the interior of the continent by motions created by deep depressions all around the Antarctic coast. Figure 6 shows the mean value of the temperature gradient in the first 170 m above the ground in June 2003. The right side shows indeed a very strong positive gradient in the lowest layers. Such a positive gradient is convectively stable, but as it is combined with an important vertical gradient of the wind speed, it must indeed create vertical motions of temperature inhomogeneities, which in turn create the unwanted optical turbulence.

Also, near-surface wind speed varies monthly and it increases in winter and transit seasons. Table I gives the monthly averages of wind speed at the first three altitude levels calculated from ECMWF data for two years (2003, 2004). The model surface level wind speed attains 4 m s^{-1} during the summer and 5 m s^{-1} during winter. In (Aristidi *et al.* 2005c) average near-surface wind speed measured by AWS permanent meteo-station at Concordia is 2.9 m s^{-1} .

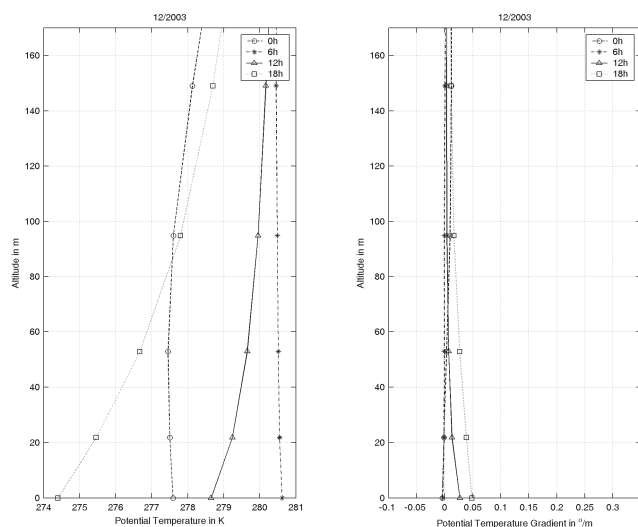


Fig. 7. Same as Fig. 6 for the summer month of December 2003. A strong time dependence is clearly visible, as the sun moves up and down in summer.

Unfortunately, the model has a resolution not better than 20 m just above the ground, the next sampled value being around 50 m high. One can then only suspect that a turbulent layer of at least 20 m but presumably less than 50 m thick must exist above the ground. The two gradients decrease very quickly above 50 m.

In this respect, however, it has to be kept in mind that the parameterizations of stable boundary layer turbulence in climate models suffers from severe theoretical limitations (Kriner *et al.* 1997, Zilitinkevich & Calanca 2000).

This is confirmed by the first set of C_n^2 balloons equipped

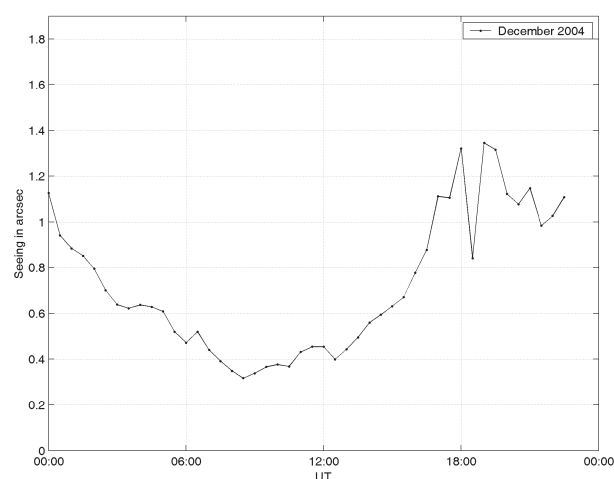


Fig. 8. Mean astronomical seeing in December 2004, as a function of the time, UT. The best condition is observed around 9UT, and corresponds to local afternoon, 17LT.

with microthermal sensors launched at Dome C during the first over-wintering season (March–August 2005). They show that largest part of the optical turbulence is generally confined in the first 36 m (Agabi *et al.* 2006). Probably, such a turbulent inversion layer must be present everywhere on the polar plateau, during all winter, with a thickness that must depend on the katabatic winds and on the penetration in the continent of coastal air streams. A more detailed and more finely sampled model or the atmospheric lower layers is required for a better understanding of these turbulent properties. More radio-soundings with C_n^2 balloons will also provide the required statistics.

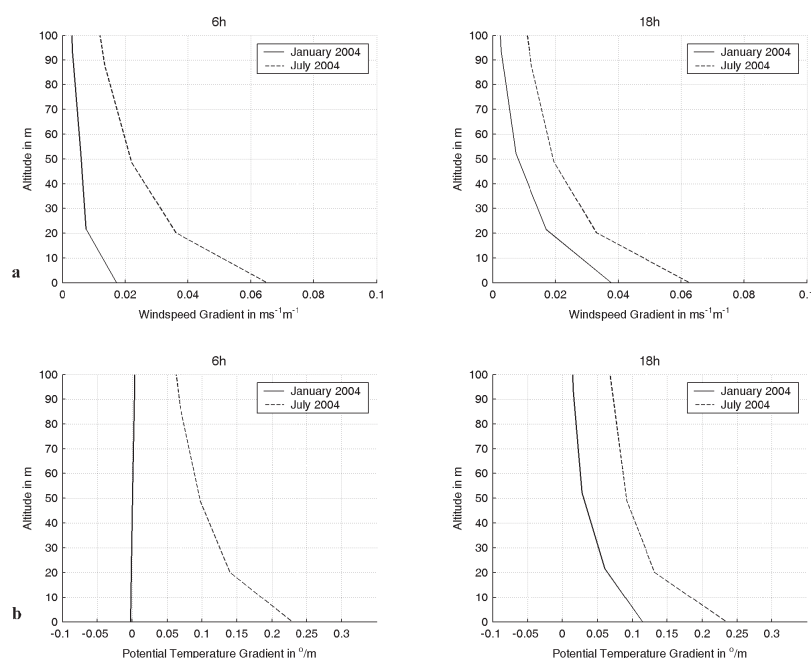


Fig. 9. a. Monthly average wind speed gradient at 6UT and 18UT in January and July 2004, **b.** monthly average potential temperature gradient at 6UT and 18UT in January and July 2004.

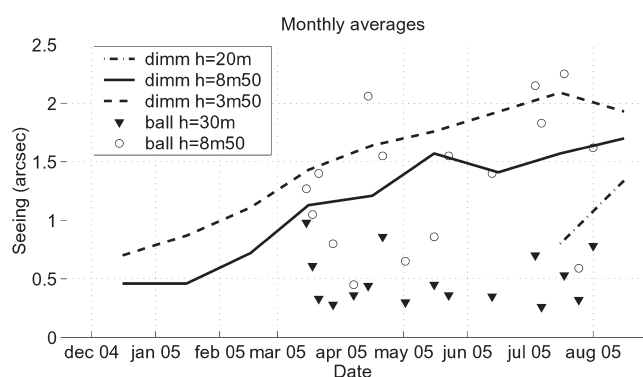


Fig. 10. Monthly averaged ground seeing from the monitors located at elevations $h = 3.5$ m, $h = 8.5$ m, and $h = 20$ m. Individual points are balloon-based estimations at $h = 8.5$ m and $h = 30$ m (Agabi *et al.* 2006).

An interesting fact is correlation of the seeing with the potential temperature gradient behaviour in the ground layer during the summer months. At 6UT (14LT), the potential temperature is essentially constant (Fig. 7). Seeing measurements (Aristidi *et al.* 2005a) have found the best seeing values around 9UT (17LT). Figure 8 shows, as an example and as a function of time, UT, the mean seeing in December 2004. The best values are clearly obtained between 6h and 13UT, when the potential temperature gradient is essentially zero, while the worst seeing is measured around 18UT, when the gradient is maximum in a 30–50 m thick surface layer, making this ground based inversion layer looking like the winter situation. This scenario is repeated almost every day during the whole summer season, from mid November to early February (Aristidi *et al.* 2005a).

The wind gradient has been mentioned previously, as it clearly plays a role in the turbulent behaviour of the temperature inversion layer. Figure 9a shows two examples of this gradient, in summer (mean values of January 2004) and in winter (mean values of July 2004), and compared to the potential temperature gradient (Fig. 9b) itself on the first 170 m. One can note an important correlation between these two gradients. In summer the wind speed gradient is much lower at 6UT (14LT), while the temperature gradient is essentially flat all afternoon, and the best seeing is measured at 17LT. This reduced wind gradient in the afternoon, apparently a thermal effect, helps explaining why the best astronomical seeing obtained in the summer (Fig. 10). In winter (from March to October) this daily wind speed gradient variation disappears, and the gradient remains permanently and much stronger near to the ground. The resulting shears, combined with the very strong temperature gradient in the same layers, are clearly responsible for the optical turbulence observed in the first 30 m (Agabi *et al.* 2006).

Conclusion and prospects

Although weakly constrained by *in situ* observations, the ECMWF meteorological analyses reproduce remarkably well the summer observations from Dome C radio-soundings, at least for temperature and wind speed which most directly impact on optical seeing for astronomy. It is very likely that satellite data, which are provided all-year-round on a continuous basis and assimilated in the ECMWF meteorological analyses, contribute to these results. Thus, although still to be verified with actual observations, the assumption that winter analysed profiles can be confidently used to evaluate the Dome C site as an all-year astronomical observatory does not seem unreasonable. However, besides uncertainties on winter findings, there are some limits to the conclusions which can be drawn from the ECMWF analyses alone. The vertical resolution in the lowest layers, although quite fine by meteorological standards, is insufficient to accurately assess the role of the boundary layer, and the height above which boundary layer turbulence is avoided. Further modelling and theoretical developments, as well as simulations with improved vertical resolution, are necessary for a better assessment. Such developments may actually provide a direct quantification of turbulence, information which is calculated but not appropriately recorded and archived by ECMWF, or even of seeing. On the other hand, there are several decades of analyses in store at ECMWF and at other weather research and operation centres, which could be used to produce a first climatology of atmospheric properties for astronomical observations in Antarctica, in the line of the work carried out here for the single Dome C site. An interesting point is of course the model capability of predicting atmospheric turbulence a few hours in advance. Given the apparent reliability of the ECMWF model when compared with radio-sounding, this bonus can probably be regarded with some optimism.

It seems now very likely that extraordinary seeing encountered in summer afternoons will be present, almost always, above the ground based inversion layer. If this layer appears to be an excessively difficult obstacle at the South Pole site, with a thickness of more than 200 m (Marks *et al.* 1996, 1999), its much reduced thickness at Dome C (around 30 m, as it appears now both from models and from measurements) makes it a real difficulty, but not an insurmountable problem. Different strategies must be studied to make it possible to exploit the unique seeing encountered up there, either to set up the most demanding instruments at 30 m, or to use highly performing adaptive optics that must solve an unusual but probably not so difficult problem with a unique turbulent layer located extremely close (Travouillon *et al.* 2004, LeLouarn & Hubin 2006). The technical studies at Dome C seem worth being undertaken when keeping in mind all the other unique astronomical properties of the site, regarding the clear sky

statistics, the infrared transparency (Ashley *et al.* 1996, Storey *et al.* 1999), the lower scintillation, the long day and night, and also the 6-hour per day of unique seeing at ground level during summer, that can be exploited not only by solar astronomers, but possibly also in thermal infrared where the day time sky brightness becomes dark enough.

Acknowledgements

We wish to thanks the summer camp logistics at Concordia, the Polar Institutes IPEV and PNRA for all support. We would like to equally thank ECMWF for granting access to the ERA data. Thanks also to the anonymous reviewers for these very constructive comments.

References

- AGABI, E., ARISTIDI, E., AZOUIT, M., FOSSAT, E., MARTIN, F., SADIBEKOVA, T., VERNIN, J. & ZIAD, A. 2006. First whole atmosphere nighttime seeing measurements at Dome C, Antarctica; *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **118**, 344–348.
- ARISTIDI, E., AGABI, A., AZOUIT, M., FOSSAT, E., VERNIN, J., SADIBEKOVA, T., TRAVOUILLO, T., LAWRENCE, J.S., HALTER, B., ROTH, W.L. & WALDEN, V.P. 2005c. Site testing study based on weather balloons measurements. *European Astronomical Society Publications Series*, **14**, 227–232.
- ARISTIDI, E., AGABI, A., FOSSAT, E., AZOUIT, M., MARTIN, F., SADIBEKOVA, T., TRAVOUILLO, T., VERNIN, J. & ZIAD, A. 2005a. Site testing in summer at Dome C, Antarctica. *Astronomy and Astrophysics*, **444**, 651–659.
- ARISTIDI, E., AGABI, A., AZOUIT, M., FOSSAT, E., VERNIN, J., TRAVOUILLO, T., LAWRENCE, J., MEYER, C., STOREY, J.W., HALTER, B., ROTH, W.L. & WALDEN, V. 2005b. An analysis of temperatures and wind speed above Dome C, Antarctica. *Astronomy and Astrophysics* **430**, 739–746.
- ASHLEY, M.C.B., BURTON, M.G., STOREY, J.W.V., LLOYD, J.P., BALLY, J., BRIGGS, J. & HARPER, D.A. 1996. South Pole observations of the near-infrared sky brightness. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **108**, 721–723.
- AZOUIT, M. & VERNIN, J. 2005. Optical turbulence profiling with balloons relevant to astronomy and atmospheric physics. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **117**, 536–543.
- GILLINGHAM, P.R. 1991. Prospective for an Antarctic observatory. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, **9**, 55–56.
- GILLINGHAM, P.R. 1992. Super seeing from the Australian Antarctic Territory, Australian upper atmospheric and space physics research in Antarctica. *ANARE Research Notes*, **88**, 285–289.
- KRINNER, G., GENTHON, C., LI, Z.X. & LE VAN, P. 1997. Studies of the Antarctic climate with a stretched grid GCM. *Journal of Geophysical Research*, **102**, 13 731–13 745.
- LAWRENCE, J., ASHLEY, M.C.B., TOKOVININ, A. & TRAVOUILLO, T. 2004. Exceptional astronomical seeing conditions above Dome C in Antarctica. *Nature*, **431**, 278–281.
- LE LOUARN, M. & HUBIN, N. 2006. Improving the seeing with wide-field adaptive optics in the near-infrared. *Monthly Notice Royal Astronomical Society*, **365**, 1324–1332.
- LUERS, J.K. 1997. Temperature error of the Vaisala RS-90 radiosonde. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **14**, 1520–1532.
- MARKS, R.D., VERNIN, J., AZOUIT, M., BRIGGS, J.W., BURTON, M.G., ASHLEY, M.C.B. & MANIGAULT, J.F. 1996. Antarctic site testing - microthermal measurements of surface-layer seeing at the South Pole. *Astronomy and Astrophysics*, **118**, 385–390.
- MARKS, R., VERNIN, J., AZOUIT, M., MANIGAULT, J.F. & CLEVELIN, C. 1999. Measurement of optical seeing on the high Antarctic plateau. *Astronomy and Astrophysics*, **134**, 161.
- POMERANTZ, M.A. 1986. Astronomy on ice. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, **6**, 403.
- SMOUT, R., ELMS, J., LYTH, D. & NASH, J. 2000. *New technology in upper-air observations. Met Office report 2000*, Beaufort Park, South Road, Easthampstead, Wokingham RG40 3DN UK.
- STOREY, J.W.V., ASHLEY, M.C.B., BOCCAS, M., PHILLIPS, M.A. & SCHINCKEL, A.E.T. 1999. Infrared sky brightness monitors for Antarctica. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **111**, 765–771.
- TRAVOUILLO, T., LAWRENCE, J.S. & JOLISSAINT, L. 2004. Ground layer adaptive optics performance in Antarctica. *Proceeding of the International Society for Optical Engineering*, **934**, 5490.
- ZIAD, A., CONAN, R., TOKOVININ, A., MARTIN, F. & BORGNO J. 2000. From the grating scale monitor to the generalized seeing monitor. *Applied Optics*, **39**, 5415.
- ZILITINKEVICH, S. & CALANCA, P. 2000. An extended similarity theory for the stably stratified atmospheric boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **126**, 1913–1923.

5

Discussions

Sommaire

1	Temps de cohérence et vent en altitude	83
2	La couche limite au-dessus du Dome C	86
3	Conclusion	88

Souvent dans les études astroclimatologiques, on compare la contribution des différentes parties de l'atmosphère terrestre par leur importance dans le bilan général de la turbulence optique. En gros, on la partage en contribution de la couche limite (le premier kilomètre) et de l'atmosphère libre (tout le reste). Pour ces raisons, j'ai décidé de partager cette discussion en deux parties qu'il me semble important de regarder indépendamment.

1 Temps de cohérence et vent en altitude

Ici, je veux m'arrêter brièvement sur analyse du temps de cohérence et les paramètres qui le caractérisent pour Dôme C. C'est un paramètre important dans l'astronomie instrumentale mais qui varie selon le domaine d'application. Comme défini plus haut dans (31) le temps de cohérence du front d'onde est :

$$\tau_o = B \frac{r_o}{v}$$

où v est la vitesse moyenne de turbulence définie dans (32) et B selon deux cas différents, l'optique adaptative et l'interférométrie, égale $B = 0.31$ ou 0.81 . Le calcul direct de v est possible si on connaît les distributions verticales de turbulence $C_n^2(h)$ et de vitesse $V(h)$ simultanément. [Sarazin, 2001] propose l'approximation suivante en se basant sur la statistique des profils de turbulence et vitesse du vent mesurées par les ballons $C_n^2(h)$ lancés à Cerro Paranal et Cerro Pachon :

$$v \approx \text{Max}(V_{\text{ground}}, 0.4V_{200\text{mb}}) \quad (1)$$

où V_{ground} est la vitesse du vent au sol $V_{200\text{mb}}$ est la vitesse du vent à 200mb qui est l'altitude du jet-stream (12 km au dessus de niveau de la mer pour Cerro Paranal) . Si la vitesse du vent dans la tropopause $V_{200\text{mb}}$ est beaucoup plus élevée que la vitesse du vent près du sol sa contribution dans l'intégrale (32) sera importante par rapport au V_{ground} . Et tout ce que montre

Mois	Dôme C (m/s)	Paranal (m/s)
Janvier	10	20
Février	16	19
Mars	12	22
Avril	12	30
Mai	14	36
Juin	14	36
Juillet	14	37
Août	17	36
Septembre	14	37
Octobre	11	36
Novembre	15	31
Décembre	11	25
Année	13	30

TAB. 1 – Comparaison de la vitesse moyenne du vent à 300mb au Dôme C (2003-2004, ré-analyses ECMWF, résolution horizontale de 0.5 degrés) avec les valeurs de la vitesse du vent à 200mb pour Paranal (1980-1995, base de données de NOAA GGUAS, interpolé sur une grille de 2.5 degrés)

la Figure 1 pour Cerro Paranal et Cerro Pachon dans ce cas (1) sera $v \simeq 0.4V_{200mb}$. D'autre part, cette approximation est confirmée par [Di Folco, 2003] qui a obtenu la statistique du temps de cohérence en utilisant le spectre temporel à partir des mesures avec l'instrument Vinci (VLTi). Ils ont comparé ces résultats avec les valeurs V_{200mb} du modèle météorologique ECMWF en tenant en compte aussi du vent de surface. Les résultats de cette comparaison présentés sur la Figure 2 montrent une bonne corrélation de pente 0.81/0.31.

La même relation a été vérifiée à San Pedro Martir (Baja Californie, Mexico) par [Carrasco, 2005]. Cependant, [Garcia-Lorenzo, 2005] ont étudié les profils de vent dans plusieurs sites astronomiques et ont conclu que, bien que la vitesse du vent à 200mb soit souvent un bon traceur du mouvement atmosphérique, les différences géographiques entraînent les différentes corrélations à diverses altitudes. Nous nous limitons alors à la comparaison de la vitesse du vent de tropopause à Dôme C et Paranal pour obtenir une évaluation qualitative pour les observations antarctiques.

Rappelons que l'altitude de la tropopause augmente graduellement de 8-9km dans la région polaire à 17-18km dans la zone intertropicale, avec une moyenne de 11-12km dans des régions subtropicales. C'est pourquoi ici je choisis de comparer la vitesse du vent à 200mb au-dessus de Paranal à la vitesse du vent à 300mb au-dessus de Dôme C. Il est nécessaire aussi de préciser que le jet-strem entoure les régions polaires et Antarctique et il est très peu présent à l'intérieur de ce continent (Figure 3). Dôme C se trouve généralement à l'intérieur de cette trajectoire et bénéficie souvent de vent faible à cette altitude⁶. Ceci dit les valeurs de la Table 1 montrent que l'atmosphère au-dessus de Dôme C est plus lente d'un facteur 2 en moyenne annuelle comparée à Paranal. Elle est en moyenne de 14-17 m/s pour les mois d'hiver antarctique d'après la statistique pour 2003-2004. Pendant mon stage de DEA [Sadibekova, 2003] j'ai analysé le modèle ECMWF fourni par P. Pettré (Météo France, Toulouse) pour le Dôme C pendant 13 ans (1989-2001). C'est un modèle standard de basse résolution à 19 niveaux à partir du niveau de la mer. Le résultat de

⁶La position du courant jet d'altitude fluctue en fonction des saisons et peut se rapprocher de Dôme C en hiver.

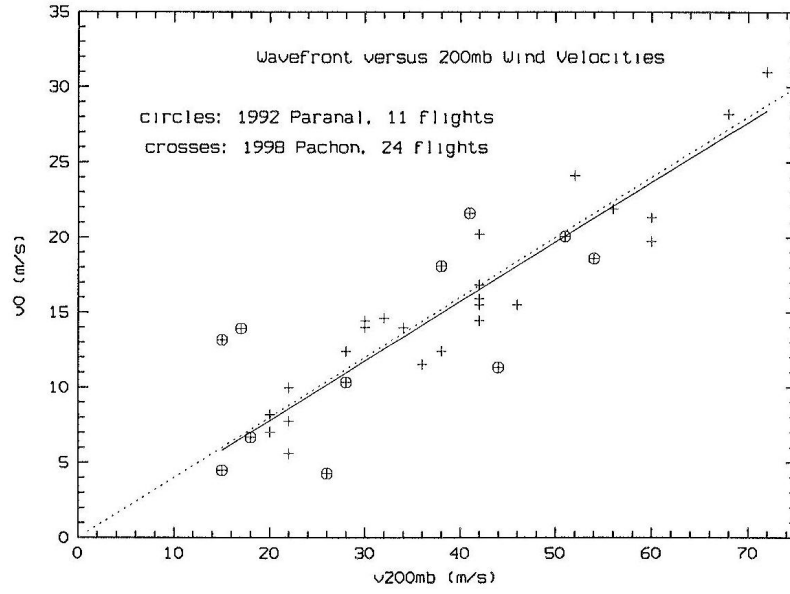


FIG. 1 – Corrélation entre la vitesse du vent à 200mb V_{200mb} et la vitesse moyenne de la turbulence v mesurée à partir de 35 ballons lancés à Paranal (cercles croisés) et à Pachon (croix). La ligne solide correspond au meilleur ajustement par moindres carrés, la ligne pointillée correspond à $v \simeq 0.4V_{200mb}$.

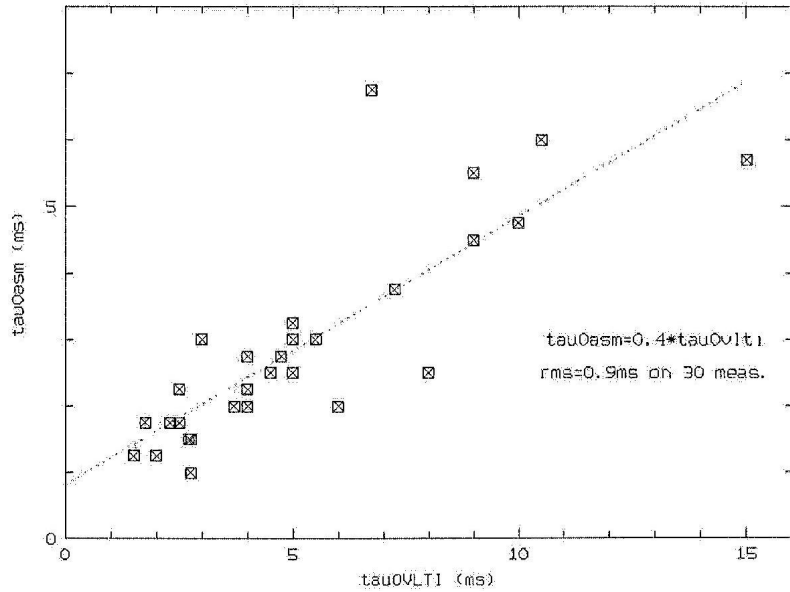


FIG. 2 – Cohérence temporelle extraite de l'analyse d'un spectre de puissance de VLTI-Vinci (le 1er août au 2 avril 2003, [Di Folco, 2003]) et des mesures de DIMM. La ligne pointillée correspond au rapport des coefficients 0.81/0.31.

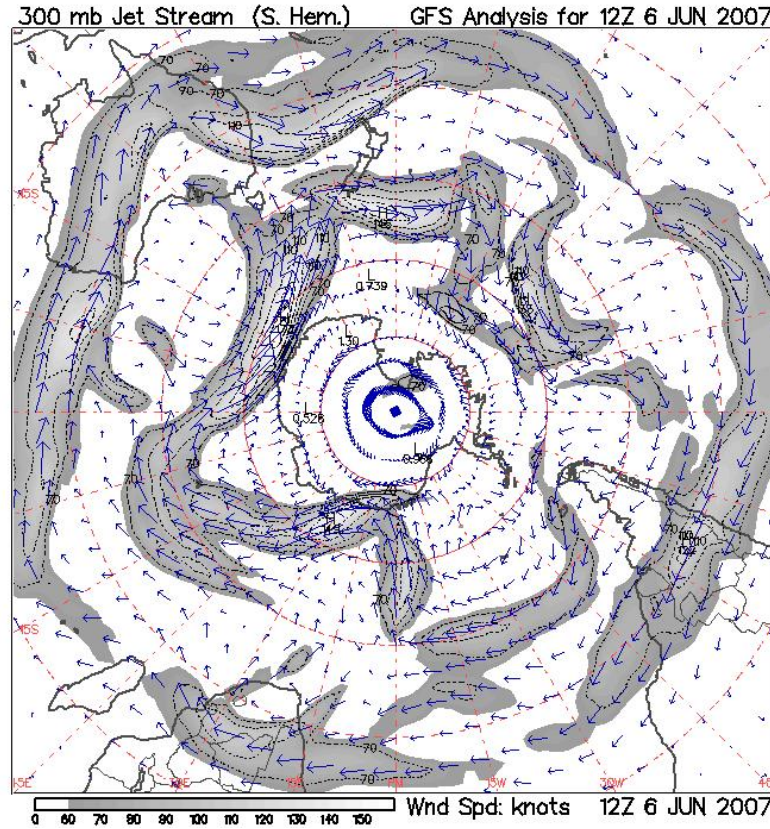


FIG. 3 – Exemple d'image de jet-stream à 300mb, à partir des analyses de GFS, sous forme de carte composée : les analyses de jet-stream et les images satellites infrarouges montrent l'endroit et la force des jets polaires (<http://squall.sfsu.edu>) : le champ gris est un contour de la vitesse de vent (isotachs) ; les flèches bleues sont les vecteurs du vent ($knot[kt] * 0.514 = 1m/s$)

mon analyse pour les mois de Mai, Juin, Juillet montre que le vent à 300mb est souvent compris entre 10 et 15 m/s (Figure 4).

On peut supposer que pour le Dôme C la contribution de V_{200mb} dans (1) sera moins importante par rapport à celle de V_{ground} . La Table 1 dans l'étude que j'ai présentée dans [Sadibekova, 2006] montre que les valeurs moyennes pour la vitesse du vent au sol recalculées à partir des ré-analyses ECMWF sont dans la fourchette des valeurs entre 3.8 et 5.9 m/s avec une moyenne annuelle de 4.8m/s. Elles sont un peu plus faibles pour les mois d'été antarctique (3.8 - 4.3m/s) et un peu plus élevées pendant l'hiver (4.8 - 5.9m/s). Parmi quelques mesures *in situ* à Dôme C, [Kellerer, 2005] on extrait des valeurs de τ_0 entre 6 et 15ms à partir des mesures de variabilité de piston effectuées le 31 janvier 2005 à 3.5m de hauteur avec un seeing de 0.7 – 0.8 arcsec. Ici, on considère que la valeur de vitesse v dépendra surtout de V_{ground} , donc en tenant compte de (1) on trouve qu'elle sera environ autour de 1-2m/s.

2 La couche limite au-dessus du Dome C

D'après les sondages météorologiques effectués à Concordia pendant l'été antarctique, la distribution verticale du vent et de la température et aussi leurs gradients respectifs restent assez stables dans la couche limite. La statistique de seeing au Dôme C montre une faible turbulence

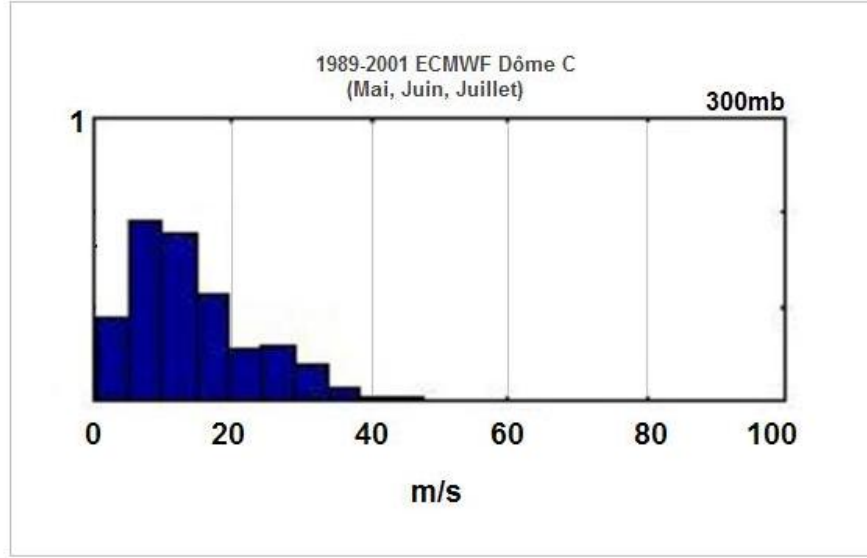


FIG. 4 – Histogramme de la vitesse du vent à 300mb, d'après les données du modèle ECMWF à 19 niveaux standards pour le Dôme C pour la période 1989-2001 [Sadibekova, 2003].

au sol pendant tout l'été antarctique et avec des conditions exceptionnelles durant l'après midi [Aristidi, 2005b]. Pendant l'hiver antarctique, la période qui intéresse beaucoup les astronomes, on observe une aggravation importante par rapport à l'été. Les mesures de ballon de C_n^2 pendant le première hivernage, donnent des profils de la turbulence optique ainsi que sa distribution verticale qui montrent que 87% de la turbulence se trouve dans les premiers 36 m au-dessus du sol [Agabi, 2006].

La structure de la turbulence thermique dans la couche limite suit la loi de Kolmogorov où la variance des fluctuations de température entre deux particules de l'air diminue avec la distance comme la puissance $2/3$ (10). Dans ce modèle, [Coulman, 1986] a montré que la constante de structure C_T^2 peut être exprimée comme une fonction du taux de dissipation de la température ϵ_θ et du taux de dissipation de l'énergie cinétique ϵ :

$$C_T^2 = 1.6\epsilon_\theta\epsilon^{-\frac{1}{3}} \quad (2)$$

Pour des conditions nocturnes stables, sur un sommet de montagne comme au Cerro Paranal avant la construction du VLT, [A.F. de Baas, 1991] ont montré que ce modèle simple produisait des résultats réalistes comparés aux mesures micro-thermiques installées sur un mât de 30 m. [Bougeault, 1995] ont enrichi cette étude en l'appliquant sur toute l'atmosphère en supposant qu'il y a un quasi équilibre entre la production et la destruction de variance de la température dans la turbulence atmosphérique, ce qui conduit à écrire :

$$C_T^2 = 1.4l_k l_\epsilon^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{d\bar{\theta}}{dz} \right)^2 \quad (3)$$

où l_k et l_ϵ sont les longueurs respectivement de mélange et de dissipation décrivant le mouvement des particules d'air et où $\bar{\theta}$ est la température potentielle moyenne. La conséquence immédiate est que l'épaisseur de la couche de surface turbulente est principalement déterminée par le gradient vertical de la température potentielle. C'est ce qu'on observe au Dome C à partir des analyses



FIG. 5 – Plateau du Dôme C, Antarctique.

du modèle ECMWF [Sadibekova, 2006]. On constate un fort gradient thermique au sol créé par le contact entre l'air et la glace et qui s'étend dans les premiers 50 m.

Concernant la turbulence dynamique, le plateau du Dôme C est pratiquement horizontal sur des centaines de kilomètres avec une topographie locale très particulière, formée de légères vagues de neige - "sastrugi" (Figure 5) qui peuvent aussi provoquer des tourbillons dans le flux global de l'air qui viennent contrebalancer la stabilité statique créée par le fort gradient thermique positif. Et on observe bien ce gradient du vent au sol produit par le frottement avec la surface. Ce gradient est pratiquement deux fois moins fort à 20m et encore moins à 50m. Vraisemblablement, cette couche est toujours présente pendant l'hiver antarctique, ce qui est confirmé par une autre étude basée sur une modélisation à partir des ré-analyses du modèle ECMWF proposée par [Swain, 2006] (Figure 6) .

3 Conclusion

Comme nous l'avons montré, la caractérisation du Dôme C présente des conditions exceptionnelles pour les prochaines recherches astronomiques. Le seeing pendant l'hiver est estimé en moyenne à 0.36 arcsec au-dessus de 36m, obtenu à partir des mesures des ballons C_n^2 . La turbulence dans la couche limite au Dôme C est actuellement très étudiée et en particulier pour déterminer la statistique réelle de la hauteur au-dessus de la surface à partir de laquelle on peut observer avec la meilleure qualité du ciel. Cette question est particulièrement étudiée pour l'éventualité d'installer dans l'avenir un interféromètre de grande base avec des unités mobiles ou des projets de télescopes spécialisés par exemple en infrarouge à grand champ, de 2 à 3 mètres de diamètres qui permettraient d'enrichir la base de données astronomiques dans ces longueurs d'onde encore peu explorées. La prochaine étude de la couche limite permettra aussi de prévoir les limites pour minimiser les effets de turbulence optique grâce aux systèmes d'optique adaptative

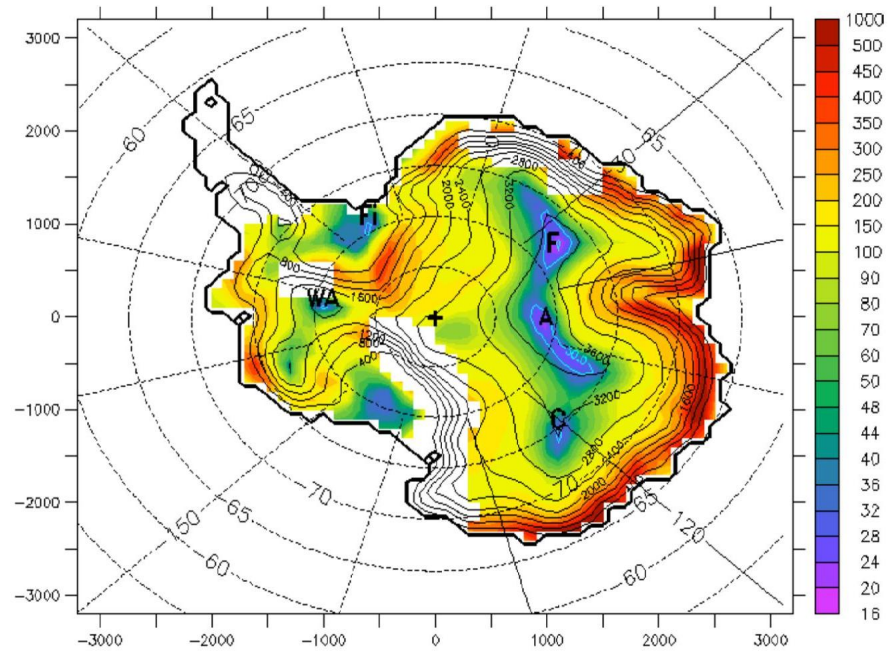


FIG. 6 – La hauteur de la couche limite (en mètres) calculée pour une limite de la contribution du seeing atmosphérique inférieur ou égal à 0.1 arcsec au moins 50% du temps pendant l'hiver antarctique de 2004 (juin, juillet, août).

et permettra aussi de définir les dimensions de la plateforme qui supporterait le futur télescope.



Deuxième partie

Analyse de profils de turbulence optique. SCIDAR Généralisé à La Silla



Serge Cecconi

SCIDAR Généralisé à La Silla

Sommaire

1	Principe du SCIDAR Généralisé	95
2	Campagne d'observations à La Silla, 2002-2003	103
3	Réponse Impulsionnelle et génération d'un Kernel	111
4	Choix de la méthode d'inversion pour la reconstruction des profils $C_n^2(h)$	113

1 Principe du SCIDAR Généralisé

Introduction

Le SCIDAR (**Sc**intillation **D**etection **A**nd **R**anging) Généralisé est une technique pour détecter la turbulence optique qui a été proposée par [Fuchs, 1995] et qui était elle-même déduite de la méthode du SCIDAR Classique développée par [Vernin, 1979]. Grâce à ces méthodes, on peut obtenir les profils de $C_n^2(h)$ et $\mathbf{V}(h)$ qui décrivent en intégralité la situation turbulente au-dessus du site astronomique et par la suite permettent de calculer les différents paramètres utilisés dans l'optique adaptative, comme le paramètre de Fried, le seeing, l'angle isoplanétique et le temps de cohérence. Dans la configuration classique, on observe au sol les fluctuations de flux lumineux (scintillation, "shadow band patterns") provenant d'une étoile double. Dans le SCIDAR Généralisé, on place le plan d'analyse virtuellement au-dessous du sol, à une distance h_{gs} (Figure 1). Ceci permet de détecter les couches de l'atmosphère plus basses qui étaient inaccessibles si on observait avec un SCIDAR Classique.

Comme on l'a vu plus haut dans l'Eq. (26) l'indice de scintillation σ_I^2 est beaucoup plus petit pour des couches à basse altitude et même nul pour les couches au sol. En déplaçant virtuellement le plan d'analyse sous le plan de la pupille, dans le mode généralisé, on est capable de détecter les couches au sol qui étaient "invisibles" dans le mode classique du SCIDAR.

$$\sigma_I^2 \propto \int_0^\infty C_n^2(h - h_{gs})(h - h_{gs})^{5/6} dh$$

où h est l'altitude de la couche turbulente et $h_{gs} < 0$ est l'altitude généralisée qui correspond à un déplacement dans le plan conjugué.

C'est cette approche théorique qui a permis de développer la méthode du SCIDAR Généralisé pour mesurer les profils de turbulence $C_n^2(h)$ grâce aux observations directes de la scintillation sur la pupille d'un télescope.

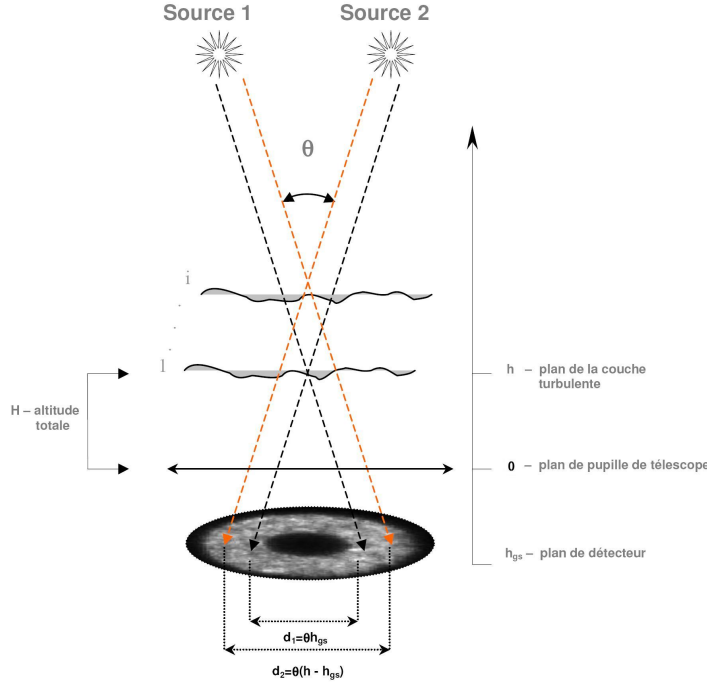


FIG. 1 – Principe d'observation avec le SCIDAR Généralisé.

Corrélation spatio-angulaire : Profil de $C_n^2(h)$

La lumière provenant d'une étoile en traversant l'atmosphère turbulente subit des perturbations qui affectent le front d'onde qui arrive sur la pupille d'un télescope où on l'observe des fluctuations d'intensité (ou encore des "ombres volantes") qui changent très rapidement avec le temps. Leur mesure directe permet de calculer la fonction de corrélation du champ d'intensité au sol :

$$C^{**}(\mathbf{r}) = \langle I(\mathbf{r}_0)I(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r}) \rangle / \langle I \rangle^2 \quad (1)$$

où $\langle I(\mathbf{r}) \rangle$ est la distribution d'intensité moyenne sur la pupille et $I(\mathbf{r})$ est l'intensité de la scintillation.

Selon [Roddier, 1977], l'Eq. 1 n'est rien d'autre qu'une transformation de Fourier d'une densité spectrale spatiale $W_\Psi(f)$ définie dans Eq. 22 et, en appliquant la transformation de Hankel, on obtient l'équation suivante qui relie la fonction de corrélation $C^{**}(\mathbf{r})$ à $C_n^2(h)$ recherché :

$$C^{**}(\mathbf{r}) = 0.243k^2 \int_0^\infty dh C_n^2(h) f^{-8/3} \sin^2(\pi \lambda h f^2) J_0(2\pi \lambda f \mathbf{r}) df \quad (2)$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0, f la fréquence spatiale, k le nombre d'onde $\frac{2\pi}{\lambda}$ et λ la longueur d'onde.

Dans le cas d'une étoile double, le flux provenant de chaque composante avec la séparation angulaire θ traverse la même couche turbulente et produit des tavelures de diffraction qui seront décalées l'une par rapport à l'autre de $d = H\theta$ où $H = h - h_{gs}$. Les couches turbulentes sont statistiquement indépendantes et la contribution de chaque couche s'ajoute aux autres et la

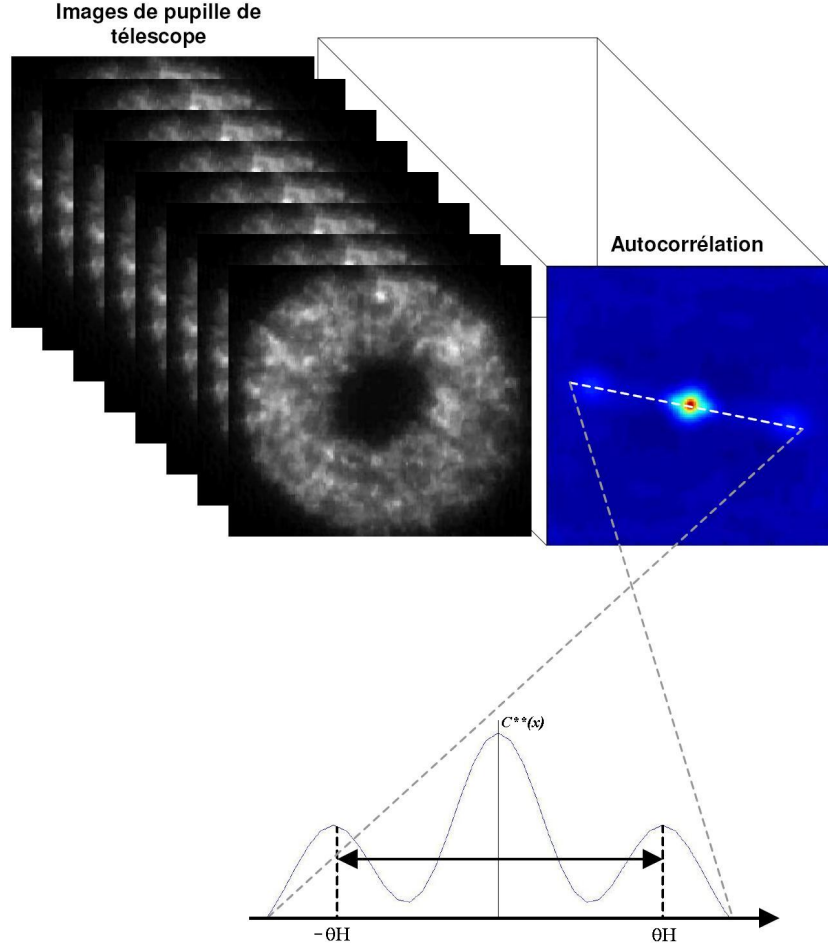


FIG. 2 – Calcul de l'autocorrélation à partir des images de la pupille du télescope pour obtenir la covariance expérimentale. Dans le cas d'une étoile double on constate bien la présence des deux lobes secondaires à la distance $\pm\theta H$. Ici, les deux composantes de l'étoile double ne sont pas alignées dans le sens des lignes du CCD.

fonction théorique d'autocorrélation peut être écrite :

$$C^{**}(\mathbf{r}) = \int_0^\infty dh C_n^2(h) \{A \cdot C(\mathbf{r}, H) + B \cdot [C(\mathbf{r} - \theta H, H) + C(\mathbf{r} + \theta H, H)]\} \quad (3)$$

où $C(\mathbf{r}, H)$ est la fonction théorique d'autocorrélation de la scintillation d'une étoile simple produite par une unique couche turbulente d'intensité $C_n^2(h)$ à la distance H du plan conjugué ; A et B sont les coefficients qui dépendent de la différence de magnitude entre les composants de l'étoile double à travers de $\alpha = 10^{-0.4\Delta m}$: $A = (1 + \alpha^2)/(1 + \alpha)^2$ et $B = \alpha/(1 + \alpha)^2$.

$C^{**}(\mathbf{r})$ est représenté par un triplet formé de l'autocorrélation de toutes tavelures entre elles, et de deux pics d'intercorrélation à la distance $d = \theta H$ et $d = -\theta H$ qui contiennent l'information sur l'altitude de la couche, comme on peut voir sur la Figure 2. L'information nécessaire pour obtenir $C_n^2(h)$ se trouve dans la section radiale de $C^{**}(\vec{r})$ parallèlement à la séparation de l'étoile double. Pour éliminer le pic central où la contribution de chaque couche s'ajoute l'une à

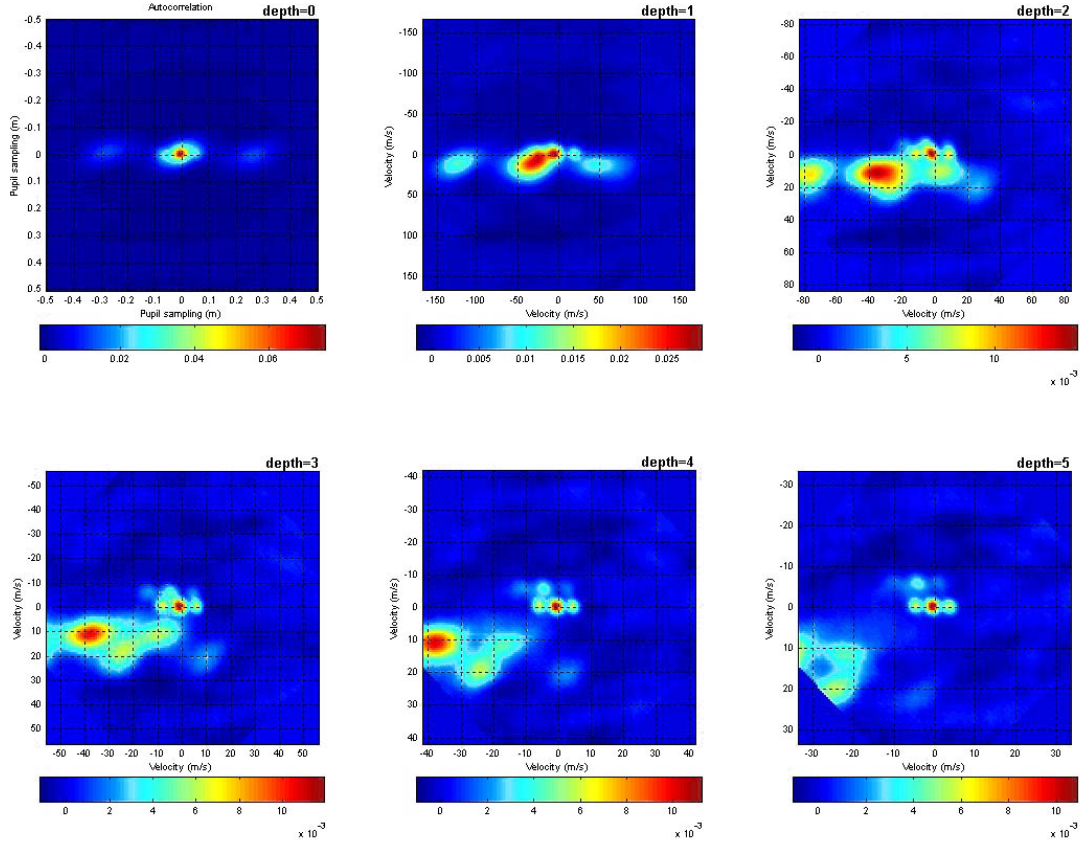


FIG. 3 – On met en évidence un éloignement des triplets de l'origine d'autant plus fort que Δt , le temps entre deux images de la scintillation, est plus grand. Ici, $\Delta t = 0 ; 3.5 ; 7 ; \dots$ ms

l'autre, on calcule la différence entre deux sections orthogonales de la fonction d'autocorrélation expérimentale :

$$B_{gs}^{**}(x) = C_{\parallel}^{**}(\mathbf{r}) - C_{\perp}^{**}(\mathbf{r}) = \int_{-h_{gs}}^{\infty} dh K(x, h) C_n^2(h - h_{gs}) + N(x) \quad (4)$$

où $C_{\parallel}^{**}(\mathbf{r})$ et $C_{\perp}^{**}(\mathbf{r})$ sont des coupes parallèles et perpendiculaires à la direction de séparation de l'étoile double de la fonction d'autocorrélation expérimentale. $K(x, h)$ est une section radiale de la différence de la fonction autocorrélation théorique $BC(\mathbf{r} - \theta H, H) * S(r)$ parallèlement à la direction de l'étoile binaire $x \parallel \theta$ et perpendiculairement $x \perp \theta$, $x = \theta(h - h_{gs})$ et où $S(r)$ est l'autocorrélation de la Réponse Impulsionnelle du détecteur. $N(x)$ est le bruit ([Avila, 1997] ; [Avila, 2001]). En inversant cette équation, encore appelée équation de Fredholm du premier type, on obtient le profil vertical de $C_n^2(h)$.

Corrélation spatio-temporelle : Profil du vent $V(h)$

L'hypothèse de Taylor "de la turbulence gelée" postule que la turbulence est portée par le vent sans perturbations pendant de courts intervalles de temps de l'ordre de quelques millisecondes. La scintillation produite par une couche qui se déplace à la vitesse \mathbf{V} se déplacera dans le plan d'analyse d'une distance $\mathbf{V}\Delta t$ après un intervalle du temps Δt . La vitesse de vent peut être

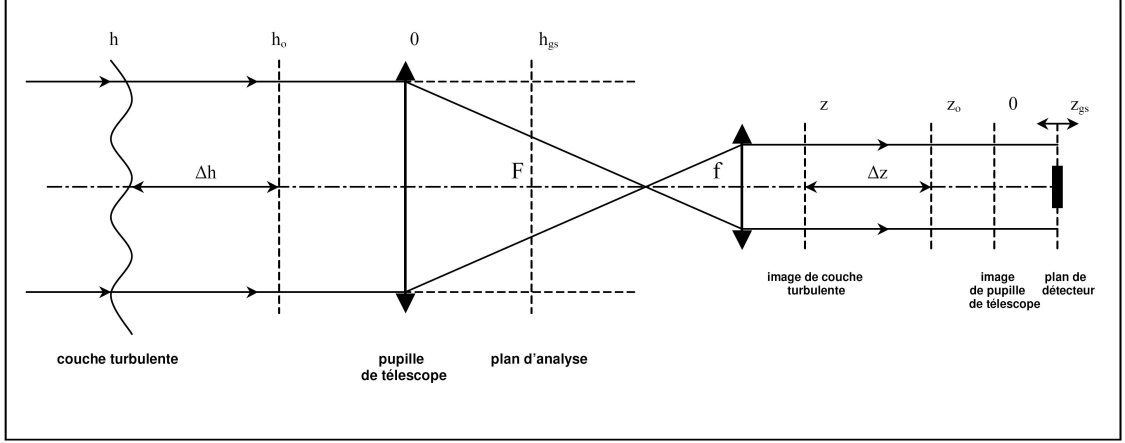


FIG. 4 – Schéma optique du SCIDAR Généralisé.

déterminée en mesurant le déplacement $\mathbf{V}\Delta t$ en calculant l'intercorrélacion entre des images des ombres volantes sur la pupille prises avec un temps de Δt entre deux images. Le triplet de corrélacion d'étoile double correspondant à une altitude où le vent égale \mathbf{V} sera décalé par rapport au triplet central d'une distance $\mathbf{r} = \mathbf{V}\Delta t$ (Figure 3). Dans le cas de couches multiples, par analogie avec Eq. 3, l'intercorrélacion s'écrit comme :

$$C^{**}(\mathbf{r}, \Delta t) = \int_0^\infty dh C_n^2(h) \{ A \cdot C(\mathbf{r} - \mathbf{V}\Delta t, H) + B[C(\mathbf{r} - \mathbf{V}\Delta t - \theta H, H) + C(\mathbf{r} - \mathbf{V}\Delta t + \theta H, H)] \} \quad (5)$$

Ou sous sa forme discrétisée, couche par couche :

$$C^{**}(\mathbf{r}, \Delta t) = \sum_i \delta h_i C_n^2(h_i) \{ A \cdot C(\mathbf{r} - \mathbf{V}(h_i)\Delta t, H_i) + B[C(\mathbf{r} - \mathbf{V}(h_i)\Delta t - \theta H_i, H_i) + C(\mathbf{r} - \mathbf{V}(h_i)\Delta t + \theta H_i, H_i)] \} \quad (6)$$

où $\mathbf{V}(h_i)$ est la vitesse du vent horizontal qui correspond au triplet d'autocorrélacion d'une couche turbulente $C_n^2(h_i)$ située à l'altitude $h_i = H_i + h_{gs}$ et d'épaisseur δh_i . En pratique, leur détection va dépendre beaucoup du rapport signal à bruit. La résolution du profil vertical de la vitesse du vent sera directement liée au nombre de triplets détectés.

Conception de l'instrument SCIDAR Généralisé

Le schéma optique du SCIDAR Généralisé a été développé à partir de la conception du SCIDAR Classique, il est présenté sur la Figure 4. Ici, le déplacement dans l'espace conjugué Δz est lié à celui dans l'atmosphère Δh comme :

$$\Delta h = G^2 \Delta z \quad (7)$$

où le coefficient G est le grandissement du système optique et $G = F/f$, F est la focale de télescope et f la focale de la lentille collimatrice. Donc, le déplacement du détecteur d'une distance z_{gs} entraîne un déplacement virtuel "sous la terre" d'une altitude h_{gs} . En général, cette

altitude ne dépasse pas quelques kilomètres. En effet, si h_{gs} est très grand, on fait croître σ_I^2 artificiellement et il se peut que l'on rentre dans le régime des "fortes perturbations" où $\sigma_I^2 \approx 1$ que la théorie ne sait pas traiter. La résolution verticale ΔH des profils de $C_n^2(h)$ sera définie par la largeur de la fonction d'autocorrélation de scintillation $L(h - h_{gs})$ qui est liée à la première zone de Fresnel et par la séparation angulaire de l'étoile double θ et la longueur d'onde λ de la façon suivante [Vernin, 1983] :

$$\Delta H = \frac{L(h - h_{gs})}{\theta} = \frac{0.7}{\theta} \sqrt{\lambda(h - h_{gs})} \quad (8)$$

Par exemple, pour une étoile double θEri avec $\theta = 8''.2$, dans le visible $\lambda = 500nm$ et avec $h_{gs} = -2.9km$ au niveau du sol $h = 0km$ la résolution verticale sera de $\Delta H \approx 700m$.

Ici, l'altitude maximale qu'on peut atteindre en observant une étoile double de séparation angulaire θ et ayant un télescope de diamètre D est :

$$h_{max} = \frac{D}{\theta \sec \zeta}, \quad (9)$$

où $\sec \zeta$ est la correction au zénith et

$$h_{max} = \frac{D}{\theta} \quad (10)$$

si $\zeta = 0^\circ$, $\sec \zeta = 1$. Pour un meilleur rapport signal à bruit, il est préférable, d'avoir un télescope dont le diamètre sera le plus grand possible.

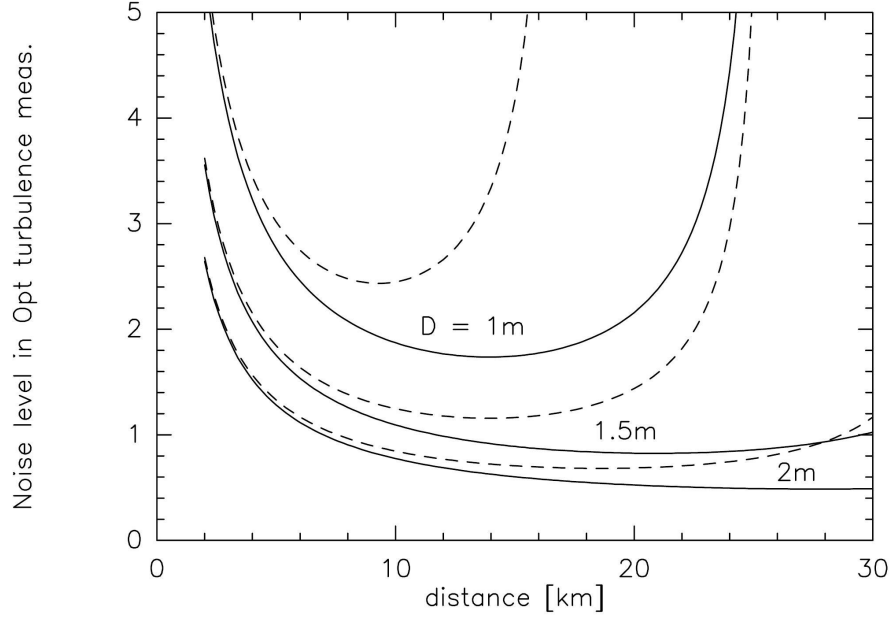


FIG. 5 – Niveau de bruit (rms) dans les mesures de SCIDAR pour un facteur de turbulence optique $J = C_n^2(h)dh$ ($10^{-15}m^{1/3}$), pour différentes ouvertures circulaires, dont le diamètre D est dans la gamme de 1-2m et pour les séparations d'étoile double $\theta = 8''$ (ligne solide) et $12''$ (tirée) [Prieur, 2001].

La sensibilité et la limite instrumentale

La fonction de covariance $B_{gs}^{**}(x)$ de (4) est définie par la taille limite de la pupille du télescope. D'autre part, l'erreur statistique (rms) de covariance expérimentale était donnée par [Tokovinin, 1997] :

$$\Delta B_{gs}^{**}(x) = (C_2(0) + 1/N_{ph})/\sqrt{M(\rho)} \quad (11)$$

où N_{ph} est le nombre moyen des photons par domaine cohérent, $C_2(0)$ est une dispersion d'intensité qui égale $A\sigma_I^2$, $M(\rho)$ est défini par le rapport entre le domaine $S(x) = f(x)D^2/2$ occupé par la pupille où D est le diamètre de notre télescope et $f(x) = \arccos(x) - x(1-x^2)^{1/2}$ et le domaine de cohérence des tavelures qui selon [Vernin, 1983] est une zone de Fresnel $\lambda h_0/2$, h_0 qui est l'altitude de la couche turbulente où dominent les structures les plus intenses de la fonction de covariance. Et donc, pour une ouverture circulaire, on obtient :

$$M(\rho) = \frac{D^2 f(x)}{\lambda d_0} \quad (12)$$

On estime la sensibilité de nos mesures de $C_n^2(h)$ en utilisant l'expression introduite par [Tokovinin, 1997] pour le facteur de turbulence optique :

$$J_j = \int_{h_j - \delta h_j/2}^{h_j + \delta h_j/2} C_n^2(h) dh \quad (13)$$

où δh_j est une épaisseur de la couche infiniment fine et on obtient l'expression suivante :

$$\Delta \tilde{J}_j = \frac{B_{gs}^{**}(x_j)}{BK(0, h_j)} \quad (14)$$

avec $K(0, h_j) = 19.12\lambda^{-7/6}h_j^{5/6}$. Puis on applique ce qui a été dit plus haut pour obtenir notre erreur statistique [Prieur, 2001] :

$$\Delta\tilde{J}_j = \frac{5.23 \cdot 10^{-2} \lambda^{5/3} h_j^{-5/6} d_0^{1/2} (C_2(0) + 1/N_{ph})}{BD\sqrt{f(x)}} \quad (15)$$

où $x = \theta d_j/D$. Pour N images indépendantes, on multiplie $\Delta\tilde{J}_j$ par $\frac{1}{\sqrt{N}}$. La Figure 5 montre le niveau de bruit simulé pour les mesures de SCIDAR Généralisé en fonction de l'altitude où $N = 1500$, $B = 0.25$, $\lambda = 0.5\mu m$, $(C_2(0) + 1/N_{ph}) = 0.15$ et $d_0 = 17km$. L'erreur va beaucoup dépendre du diamètre du télescope, mais aussi de la séparation angulaire d'étoile binaire θ parce que plus les composantes de l'étoile double sont écartées, plus il y aura du bruit à haute altitude. Pour les étoiles que nous utiliserons (voir Table 2) où $2'' \leq \theta \leq 8''$, et des altitudes à explorer $0 \leq h \leq 20km$, on constate qu'il est raisonnable d'utiliser un télescope de 1m, mais 1.5 à 2m donnerait de bien meilleurs résultats.

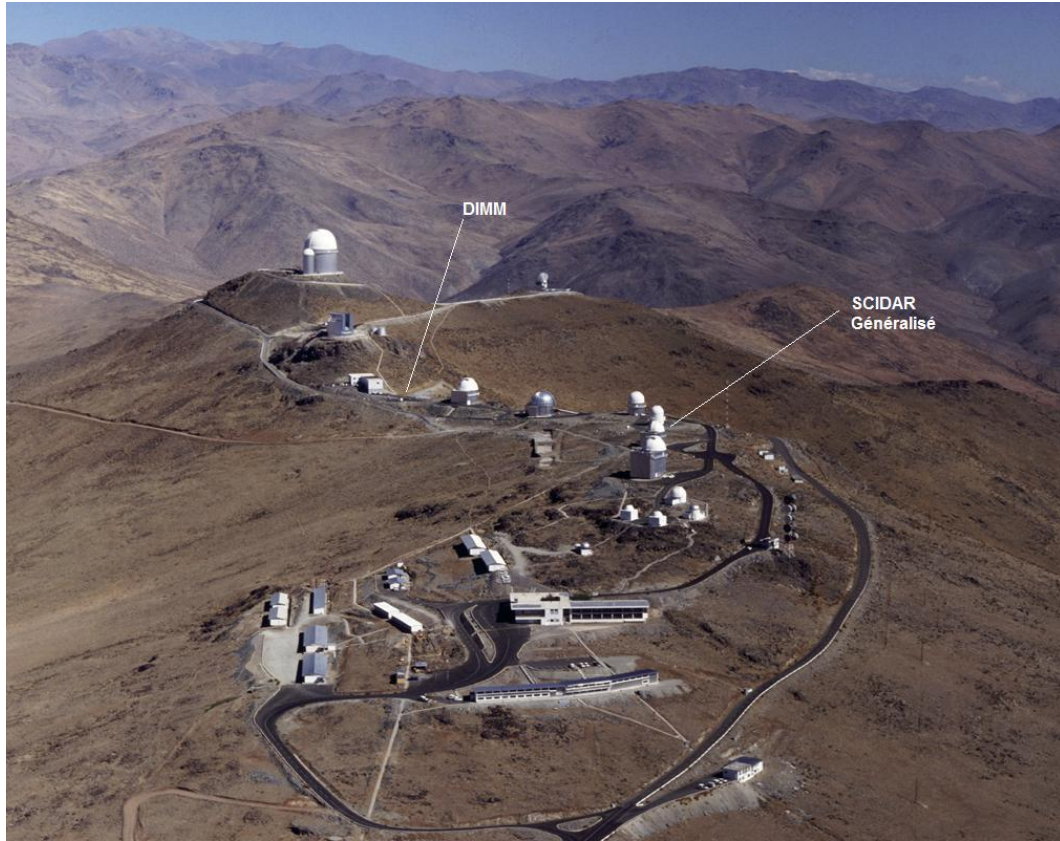


FIG. 6 – Observatoire La Silla au Chili de l'ESO et emplacement respectifs du SCIDAR et du DIMM.

2 Campagne d'observations à La Silla, 2002-2003

En 2002, une campagne d'observation avec un SCIDAR Généralisé⁷ a été organisée par l'ESO sous la direction de Marc Sarazin à l'observatoire de La Silla du Chili, ($29^{\circ}15'S 70^{\circ}44'W$, 2347m). L'instrument (Figure 7) et le logiciel de réduction ont été fournis par le professeur Chris Dainty de l'Imperial College, Londres, UK et l'installation a été faite par Christofer Walker et David Lara-Saucedo de l'Imperial College, Miska Le Louarn de l'ESO (Garching), Andrei Tokovinin de CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory) et Juan Fluxa d'Observatoire de La Silla. Les observations ont été effectuées par Jorge Araya (La Silla, ESO), avec l'aide des personnels du groupe NTT (O. Hainault).

Cette campagne d'observation couvrait la période de Juillet 2002 à Février 2003, pendant cinq mois : juillet, août, septembre, novembre et février, où d'importants volumes de données ont été accumulés.

Cette partie de ma thèse a été consacrée à la réduction et l'analyse de ces données. Ce travail a été proposé par Marc Sarazin qui était financé par l'ESO et dirigé par Jean Vernin du Laboratoire Universitaire Astrophysique de Nice.

Configuration instrumentalle

⁷ <http://www.eso.org/gen-fac/pubs/astclim/lasilla/asm/scidar/>

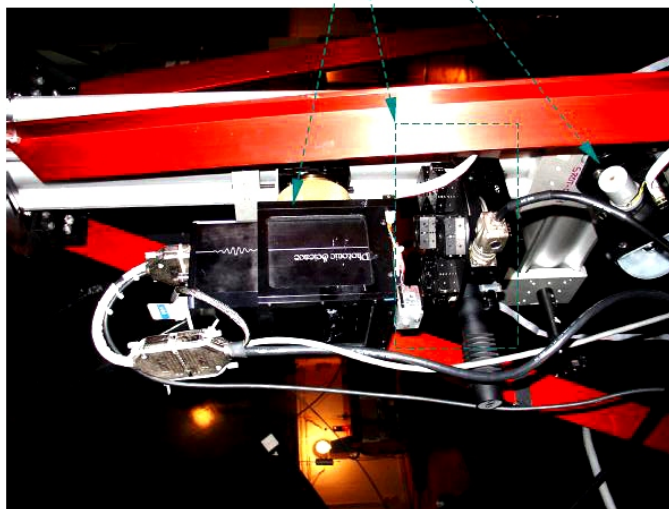
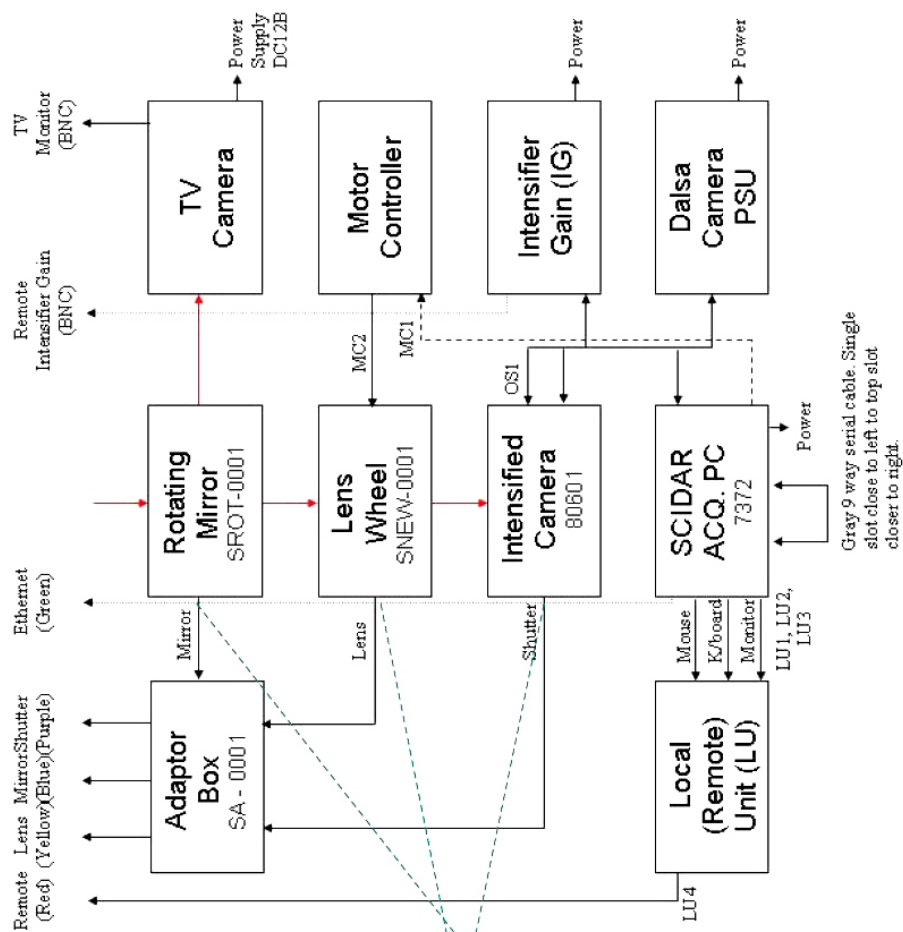


Fig. 7 – Instrument SCIDAR Généralisé mis en œuvre par l'équipe de l'Imperial College à La Silla au télescope de 1.02m.

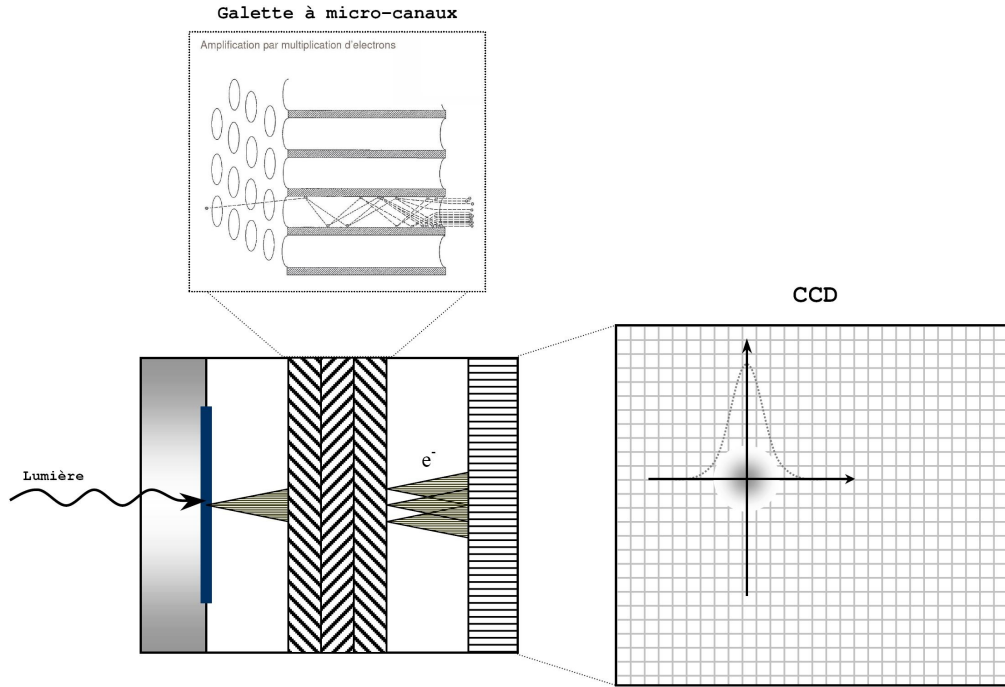


FIG. 8 – Schéma de l'intensificateur d'image qui a servi de détecteur pour cette étude.

Les observations de SCIDAR Généralisé ont été effectuées sur le télescope de 1.07m de l'Observatoire La Silla au Chili (Figure 6). Le télescope a une focale de 13.6m, soit 15.08 arcsec/mm dans le plan focal Cassegrain. La pupille couvre une zone de 110x110 pixels sur le CCD, soit 0.0091m/pixel. La caméra utilisée pour les observations est un tube Photonic 80601 (PHOTONIC Science product ⁸) avec un CCD de 128x128 pixels. L'image dans ce type de caméra est intensifiée par l'intensificateur d'image et puis lue par un CCD. Ici, le photon arrive sur la fenêtre d'entrée de l'intensificateur, il est transformé en électron par la photocathode. Puis les électrons accélérés sont envoyés sur une galette de micro-canaux, formée de micro tubes de verre recouverts de matériau multiplicateur d'électrons. Les électrons sont multipliés à l'intérieur de ces micro-canaux, puis accélérés vers le CCD comme c'est montré dans le schéma sur la Figure 8. La résolution de l'intensificateur est adaptée à la taille des pixels du CCD mais avec une certaine distribution autour du pixel central qui peut introduire un filtrage dans l'image obtenue par le CCD. Il est important d'étudier la Réponse Impulsionnelle de la caméra utilisée afin de pouvoir analyser nos données comme il a été expliqué dans l'Eq.(4) et qui sera détaillé en 3.1.3. Dans la configuration simple d'un SCIDAR, pour changer l'altitude du plan d'analyse on déplace le détecteur dans le plan conjugué. L'instrument SCIDAR Généralisé de l'Imperial College utilise une combinaison optique différente. Le détecteur ne se déplace pas, il reste dans une position fixe mais la focalisation sur les différentes couches turbulentes s'effectue à l'aide d'une roue portant des lentilles ayant des focales différentes, chaque focale correspondant à une altitude h_{gs} différente. Dans cette expérience six différentes lentilles ont été utilisées, leur focale et distance dans

⁸ <http://www.photonic-science.co.uk>

TAB. 1 – Table des lentilles utilisées dans le SG à La Silla 2002-2003

Lentille No	f(mm)	h_{gs} (km)
0	20	-8.72
1	30	-4.84
2	40	-2.90
3	50	-1.73
4	60	-0.96
5	80	0.00

TAB. 2 – Etoiles doubles observées avec le SG à La Silla 2002-2003.

Etoile	RA DECL	Séparation Angulaire θ	Magnitudes (Prim. Second.)	Altitude maximale h_{max} $\zeta = 0^\circ$
ζ Aqr	22 28 49.80 -00 01 12.2	1".9	4.3 4.5	108 km
α Crux	12 26 35.94 -63 05 56.6	3".9	1.3 1.6	53 km
36 Oph	17 15 21.29 -26 36 00.2	4".8	5.1 5.1	43 km
θ Eri	02 58 15.70 -40 18 17.0	8".2	3.2 4.1	25 km

l'espace réel sont données dans la Table 1. L'avantage de ce montage est qu'on n'a pas besoin de mesurer chaque fois avec précision la distance Δz_0 . Il suffit de tourner la roue et de changer de lentille. Le désavantage, c'est que le choix de Δz est limité par le nombre de lentilles.

Pour pouvoir observer tout au long de l'année, quatre étoiles doubles ont été sélectionnées. L'information nécessaire sur ces sources est donnée dans la Table 2, ainsi que les valeurs de l'altitude maximale h_{max} qu'on peut atteindre en observant chacune d'elles.

Format de données

Les données à ma disposition sont des séquences de 2032 images instantanées de la pupille du télescope (Figure 9). Chaque image est prise avec un temps de pose de 2.7ms, le temps entre deux images est 3.5ms. Chaque image est échantillonnée sur 128x128 pixels et sur 256 niveaux (8bits). J'ai à ma disposition plus de 700 séquences qui représentent au total environ 600Go de données brutes.

La réduction préliminaire

La réduction préliminaire écrite en code "Matlab" a été fournie avec l'instrument par l'Imperial College. Au cours de mon étude, j'ai effectué plusieurs corrections pour améliorer et adapter ce logiciel à la réduction de nos données de SCIDAR Généralisé. Plus bas, je présente ces procédures qui consistent en trois étapes : 1) le calcul des corrélations ; 2) l'alignement des images des corrélations pour obtenir les coupes $B_{gs}^{**}(x)$ et enfin 3) l'enregistrement dans le format adapté aux programmes qui vont servir à la reconstruction des profils de $C_n^2(h)$ et $\mathbf{V}(h)$.

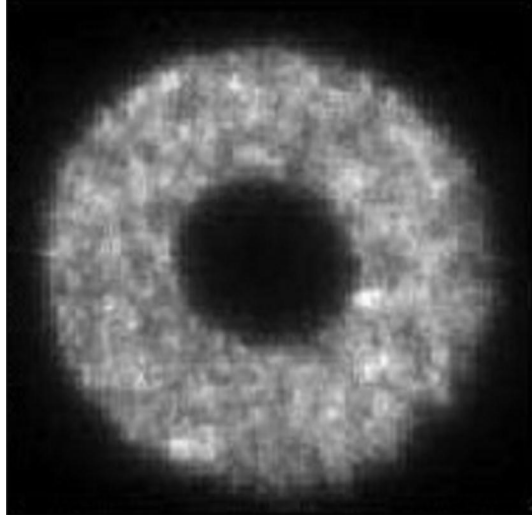


FIG. 9 – Exemple d'image de la pupille prise avec le SCIDAR Généralisé. Nom de fichier Run155.dat; 02 : 18UT, la nuit du 25/26 juillet 2002, étoile double 36Oph, $h_{gs} = -2.9km$, $\theta = 4''.8$, $\zeta = 0^\circ$.

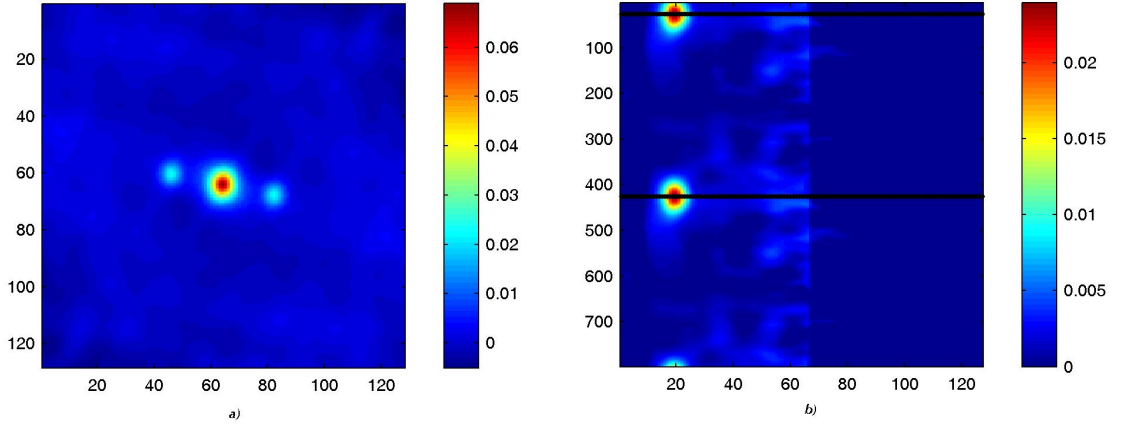


FIG. 10 – Exemples de fonction d'autocorrélation obtenues avec le fichier Run625.dat, 08 : 57UT, la nuit du 07/08 février 2003; étoile double $\alpha Crux$; $h_{gs} = -8.72km$; $\theta = 3''.9$; $\zeta = 35^\circ$: a) Calcul de l'autocorrélation 2D $C(i, j)$; b) Transposition d'autocorrélation dans les coordonnées polaires 2D $C(\rho, \varphi)$.

I. Calcul des corrélations

Ici, on calcule des autocorrélations 2D $A(i, j)$ (Figure 10a) et intercorrélations $R(i, j)$ (voir sec.3.1.1, Figure 3) à partir des images de pupille du télescope $I(i, j)$ (ex. dans Figure 9). L'image moyenne est prise sur une séquence de 2032 images.

Pour le calcul rapide de la fonction d'autocorrélation de l'image I_i , qui n'est autre qu'une convolution :

$$A_i(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} I_i(\rho) I_i(\rho + \mathbf{r}) d\rho \quad (16)$$

on utilise les propriétés mathématiques de la convolution dans l'espace de Fourier, pour nous permettre un calcul beaucoup plus rapide :

$$\mathbf{f}\{g * v\} = \mathbf{f}\{g\} \cdot \mathbf{f}\{v\} \quad (17)$$

où $\mathbf{f}\{\dots\}$ représente la transformation de Fourier. La fonction d'autocorrélation s'exprime par la densité spectrale :

$$W_i = \mathbf{f}\{I_i\} \cdot \mathbf{f}^*\{I_i\} \quad (18)$$

On moyenne ensuite sur toutes les 2032 images d'une séquence :

$$\langle W_i \rangle = \langle \mathbf{f}\{I_i\} \cdot \mathbf{f}^*\{I_i\} \rangle \quad (19)$$

qui nous fournira l'autocorrélation A_i par une transformation de Fourier inverse :

$$\langle A_i \rangle = \mathbf{f}^{-1}\{\langle W_i \rangle\}. \quad (20)$$

Pour l'intercorrrelation on suit la même logique sauf que cette fois on calcule la corrélation entre deux images différentes séparées par l'intervalle Δt

$$\begin{aligned} R_i^k(\mathbf{r}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} I_i(\rho) I_{i+k}(\rho + \mathbf{V}\Delta t) d\rho \\ \langle R_i^k \rangle &= \mathbf{f}^{-1}\{\langle \mathbf{f}\{I_i\} \cdot \mathbf{f}^*\{I_{i+k}\} \rangle\} \end{aligned} \quad (21)$$

où k est la profondeur d'intercorrrelation qui définit l'intervalle de temps $k\Delta t$ entre deux images de la pupille. Pour notre cas on a décidé d'aller jusqu'à la profondeur $k = 5$ où on est capable détecter les valeurs de vitesse du vent avec une limite de résolution $\Delta V = 0.5m/s$.

II. Alignement des images de corrélation

Les observations de l'étoile double ont été faites pour une position fixe de la caméra et l'alignement avec la séparation θ n'était pas respecté. Pour obtenir les coupes \perp et \parallel de l'autocorrélation $B_{gs}^{**}(x)$ Eq.(4) pour notre réduction principale, il nous a fallu effectuer la rotation par interpolation qui consiste en une transposition de notre matrice $C(i, j)$ (Figure 10 a) dans les coordonnées polaires $C(R, \varphi)$ (Figure 10b) :

$$\begin{aligned} i &= R \cos \varphi; \\ j &= R \sin \varphi; \\ R &= \sqrt{i^2 + j^2}. \end{aligned} \quad (22)$$

On mesure l'angle de rotation par la détection des maxima des pics secondaires. En connaissant cet angle, on peut faire des coupes des fonctions d'autocorrélation utilisées dans la première étape de réduction pour la reconstruction des profils C_n^2 , ensuite suivi de la seconde étape pour obtenir les profils $\mathbf{V}(h)$. Ce deux types de réductions de SCIDAR Généralisé nécessitent d'écrire le résultat de la rotation (Figure 11) et des coupes dans un format bien déterminé.

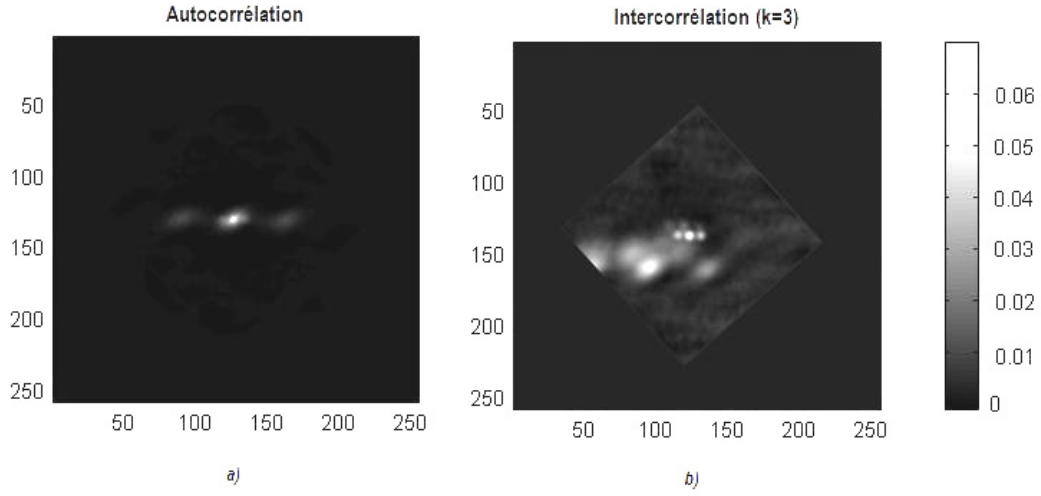


FIG. 11 – Exemple de la rotation pour l'un des fichiers de données pour la nuit du 25/26 Juillet 2002 02 : 18UT, 36Oph, $h_{gs} = -2.9km$, $\theta = 4''.8$, $\zeta = 0^\circ$: a) l'autocorrélation ; b) l'intercorrélacion de la profondeur de l'ordre $3\Delta t$.

III. Enregistrement dans le format adapté

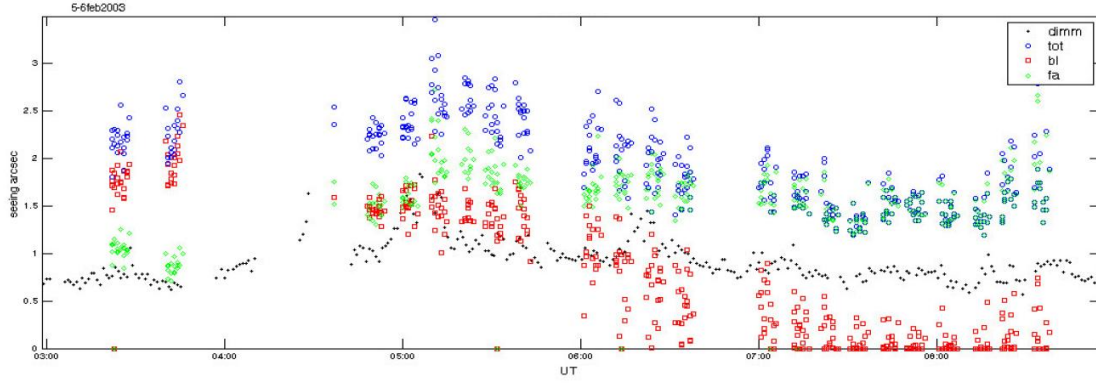
Toutes les corrélations ont été calculées et puis écrites dans des fichiers dans un format adapté pour être compatibles avec nos programmes de "post-traitement". On a utilisé deux types de format :

ASCII : ce format pour la reconstruction des profils $C_n^2(h)$, ici, on enregistre la séquence des coupes parallèle et perpendiculaire d'autocorrélation de l'image moyenne \bar{A}_i ainsi que l'autocorrélation moyenne des images de la pupille A_i ;

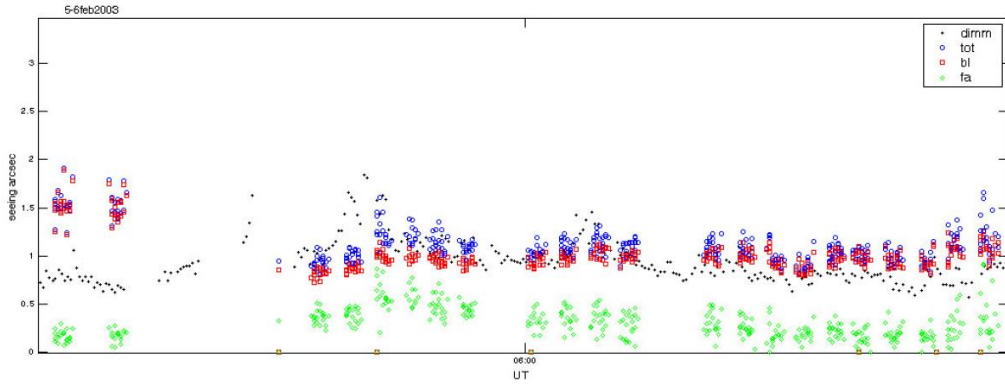
FITS : ce format permettra la reconstruction des profils du vent $\mathbf{V}(h)$. C'est une séquence des corrélations : A_i et R_i^k (Eq.21).

Corrections importantes : Dès les premiers tests, certaines informations se sont avérées erronées et ont nécessité un travail d'investigation. En particulier, dans le logiciel qui a été fourni avec le SCIDAR Généralisé, l'information concernant les écarts angulaires des étoiles doubles n'était pas mise à jour correctement. On sait que les valeurs des séparations angulaires varient à cause du mouvement orbital de chacune des composantes de l'étoile double.

Une autre erreur a été découverte au cours des derniers tests de comparaisons avec les mesures de l'instrument DIMM. On a remarqué que les valeurs du seeing calculé à partir des profils $C_n^2(h)$ du SCIDAR et d'après les mesures faites en février 2003 étaient toujours sur-estimées ou sous-estimées par rapport aux mesures de DIMM. Sachant que le changement de h_{gs} correspond au changement de la lentille sur la roue, on a supposé que le dernier observateur n'avait pas ré-initialisé la procédure. En tenant compte la dernière position de lentille pendant la dernière observation faite le 6 novembre 2002, on a décalé la distance h_{gs} selon la séquence précédente de la roue. Dans la Figure 12, je présente l'un des exemples de comparaison avec les mesures de DIMM pour la nuit du 5-6 février 2003 avec, en haut, un exemple d'altitude h_{gs} fausse et, en bas, avec la "bonne" altitude h_{gs} . Cette erreur, conjuguée avec le fait que la couche au sol



a)



b)

FIG. 12 – Exemple de comparaison du seeing calculé à partir des mesures du SCIDAR Généralisé avec les mesures du DIMM pour la nuit du 5-6 février 2003. En début de nuit il s'agit de l'étoile θEri et dans la deuxième partie de la nuit c'est αCru : a) h_{gs} erronée ; b) h_{gs} corrigée.

($H = h - h_{gs} = 0$) se trouvait soit "au-dessus" soit "au dessous" de l'altitude nulle attendue, nous a aidé à émettre l'hypothèse que l'altitude h_{gs} correspondant à chacune des lentilles était fausse.

3 Réponse Impulsionnelle et génération d'un Kernel

Comme on voit dans l'Eq. 4, il est nécessaire de tenir compte de la convolution avec la réponse d'impulsionnelle du détecteur. Dans le cas idéal où la fonction d'autocorrélation de la réponse impulsionnelle s'approche d'une distribution de Dirac, le Kernel théorique peut être généré sans que la convolution avec $S(x)$ soit appliquée. Dans le cas contraire, qui est le notre, cette convolution comme on verra plus loin est indispensable.

La caméra utilisée fonctionne avec un tube intensificateur qui nous oblige à changer le gain manuellement suivant le flux de photons provenant d'une étoile double. Cependant la bruit de photons est relativement bas et la fonction d'autocorrélation de ce bruit est complètement inutilisable. Par conséquent, on a décidé de calculer la réponse impulsionnelle à partir des images de bruit prises en l'absence d'étoile. Malheureusement, la procédure d'observations avec l'instrument GS pendant la période de juillet 2002 jusqu'à février 2003 n'avait pas prévu une telle étude du détecteur. Pour cela, un an après, j'ai proposé une mission d'observation à La Silla (Novembre-Décembre 2004) pendant laquelle j'ai effectué les mesures de bruit de la caméra du SCIDAR.

Le calcul de la réponse impulsionnelle s'est fait suivant les 2 étapes :

- je sélectionne les images de bruit à fort gain qui contiennent au moins un ion (Figure 13) dans une zone de 30x30 pixels.
- je calcule l'autocorrélation à partir de ces images en normalisant par l'autocorrélation de la porte de 30x30. Le résultat du calcul est présenté dans la Figure 14.

Pour montrer l'importance de cette convolution avec la fonction d'autocorrélation de la réponse impulsionnelle, on présente la Figure 15 où on peut voir deux profils de $C_n^2(h)$ correspondant au même groupe de données. Dans un cas la convolution était appliquée et dans l'autre non. On constate une variation dans le profil de $C_n^2(h)$ de presque un ordre de grandeur !

Pour plus de certitude, on va comparer les valeurs de seeing calculées à partir des profils avec la valeur obtenue à partir des mesures de l'instrument DIMM qui se trouvait approximativement à 500m (Figure 6) du SCIDAR. La valeur du seeing lorsque la convolution avec la réponse impulsionnelle a été appliquée était de 1.25 arcsec. C'est elle qui correspond le mieux à la valeur simultanée donnée par le DIMM qui est de 1.21 arcsec lorsqu'on tient compte de la réponse impulsionnelle. En revanche, la valeur de seeing sans convolution est très sous-estimée parce qu'elle donne un seeing de 0.45 arcsec. Par la suite, la convolution avec la réponses impulsionnelle sera appliquée sur tout l'ensemble de nos données.

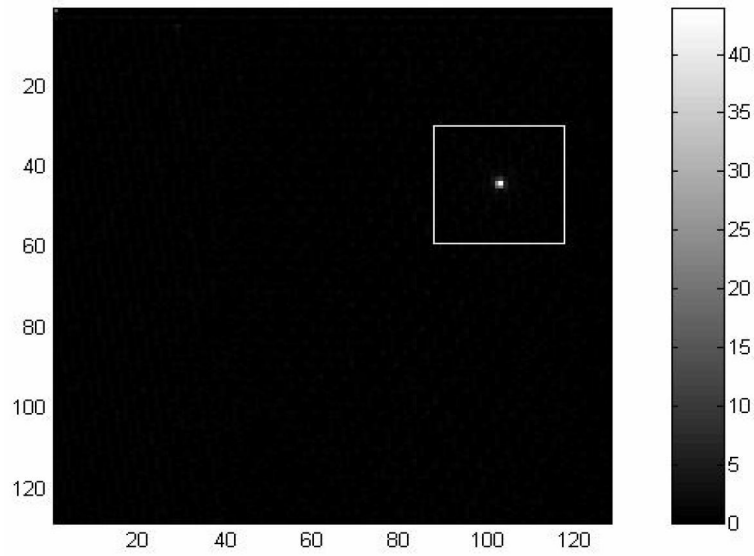


FIG. 13 – Exemple d'image de bruit avec un ion

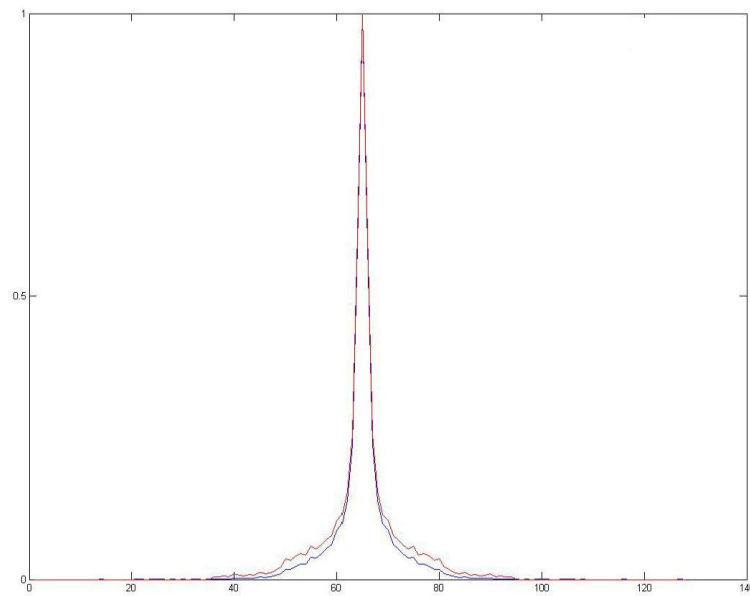


FIG. 14 – Coupes parallèle et perpendiculaire de la fonction d'autocorrélation de la Réponse Impulsionnelle $S(\mathbf{r})$ de la caméra CCD intensifiée. L'effet de "flou" engendré par le tube intensificateur d'image s'étend sur 30X30 pixels environ. Cet élargissement est très important dans le calcul du Kernel.

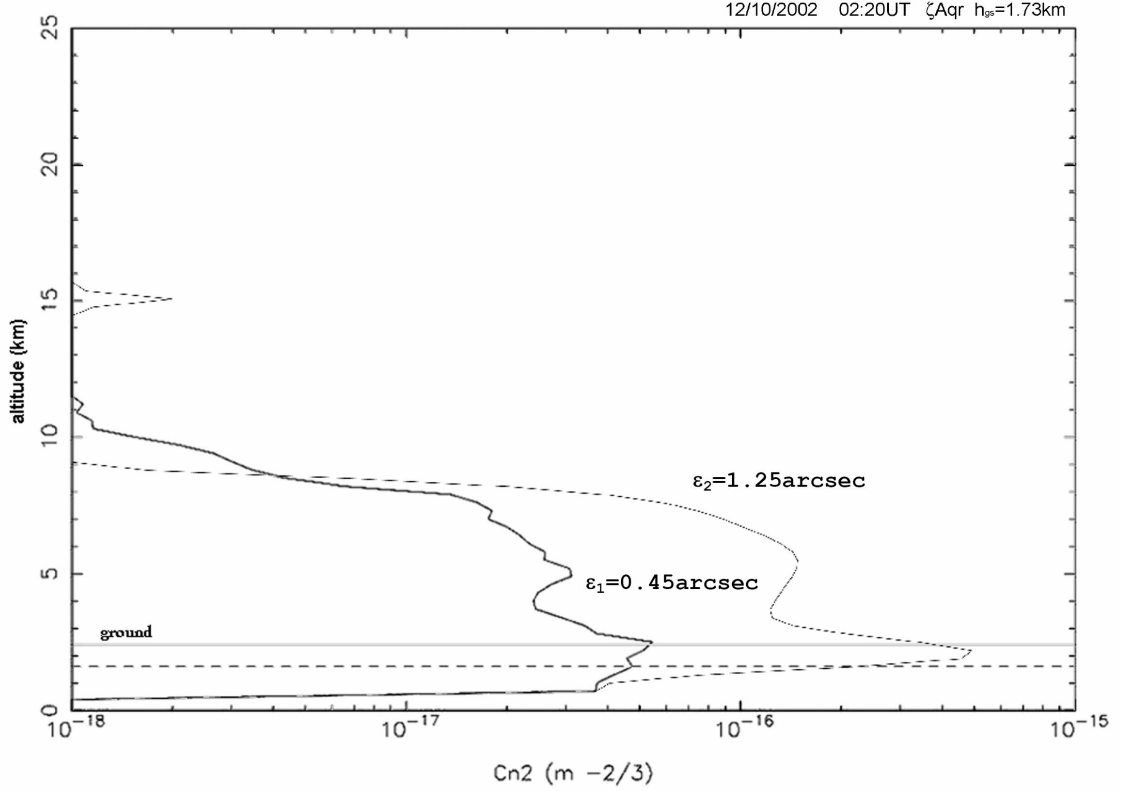


FIG. 15 – Les profils de $C_n^2(h)$ pour deux cas différents où les profils sont obtenus d'après la réduction sans (ligne solide) et avec (ligne tirée) la convolution avec la Réponse Impulsionnelle $S(r)$.

4 Choix de la méthode d'inversion pour la reconstruction des profils $C_n^2(h)$

La résolution de l'équation intégrale (4) pour reconstruire les profils de $C_n^2(h)$ conduit à trouver la solution d'un problème mal posé ("ill-posed" en anglais) :

$$\mathbf{Y} = \mathbf{H} * \mathbf{X} \quad (23)$$

où \mathbf{Y} est une matrice-ligne dont les éléments sont des mesures, \mathbf{H} est une matrice de transformation et \mathbf{X} une matrice-colonne des éléments inconnus qui dans notre cas est le profil de $C_n^2(h)$. \mathbf{Y} est la covariance normalisée $B^{**}(x)$ de (4) calculée à partir des images 2D de pupille et \mathbf{H} est notre Kernel théorique $K(x, h)$. Il existe plusieurs méthodes mathématiques qui proposent de rechercher une solution stable pour différentes contraintes physiques. La solution consiste souvent à minimiser la fonctionnelle suivante :

$$\mathbf{G} = \|\mathbf{Y} - \mathbf{H}\mathbf{X}\|^2 + \lambda^2 \Phi(x) \quad (24)$$

où le premier membre à droite est la distance quadratique entre $\mathbf{H}\mathbf{X}$ et \mathbf{Y} et $\Phi(x)$ est une distance (à déterminer). Le coefficient de régularisation λ traduit l'importance que l'on donne à la contrainte par rapport à la distance $\Phi(x)$ qui assure le lien entre les données et les paramètres à estimer. Ici, la fonction de régularisation $\Phi(x)$ dépend de la méthode qu'on utilise.

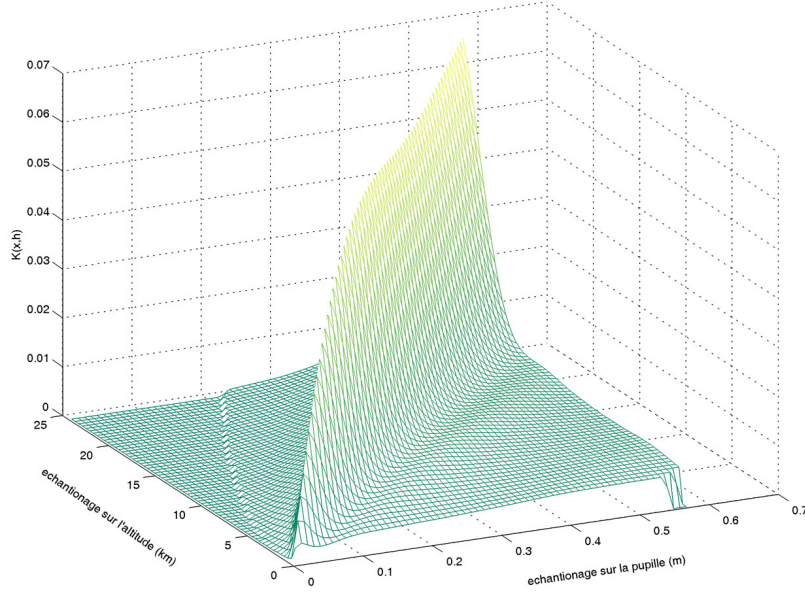


FIG. 16 – Exemple de Kernel théorique $K(H, x)$ pour une étoile double $\alpha Crux, \theta = 3''.9, \Delta m = 0.3; h_{gs} = -2.9 km$.

Ici, j'ai proposé de tester deux types de régularisations pour la reconstruction des profils $C_n^2(h)$: la méthode de Maximum d'Entropie et la méthode de régularisation par Tikhonov. Ce sont des méthodes connues et souvent utilisées dans différents domaines de la physique et de l'astronomie.

Régularisation par Tikhonov

Dans ce cas l'information "a priori" de douceur est introduite sous forme d'un opérateur différentiel. Ainsi on cherche une solution telle que la norme de sa dérivée soit inférieure à une limite fixée. Cette méthode est une méthode directe parce qu'elle régularise la fonctionnelle \mathbf{G} à minimiser en utilisant les moindres carrés, et elle s'écrit sous la forme suivante :

$$\mathbf{G} = \|\mathbf{Y} - \mathbf{H}\mathbf{X}\|^2 + \lambda^2 \|\Sigma x_{i,j}\|^2 \quad (25)$$

et pour notre cas s'écrit :

$$\mathbf{G} = \|B^{**}(x_i) - K(x_i, h_j)C_n^2(h_j)\|^2 + \lambda^2 \|\Sigma C_n^2(h_j)\|^2 \quad (26)$$

Ici, le premier membre vérifie l'ajustement entre les données et le modèle théorique qu'on suppose a priori et le deuxième représente un poids employé pour régulariser ce problème. En général, pour une déconvolution conventionnelle, l'information a priori concerne des informations connues et propres à l'objet, la statistique de bruit et également l'information sur la fonction d'étalement. Pour le SCIDAR Généralisé, c'est un Kernel qu'on génère en connaissant la distribution pour chaque altitude de la covariance théorique $C(x - \theta H, H)$ qui est le pic secondaire d'autocorrélation

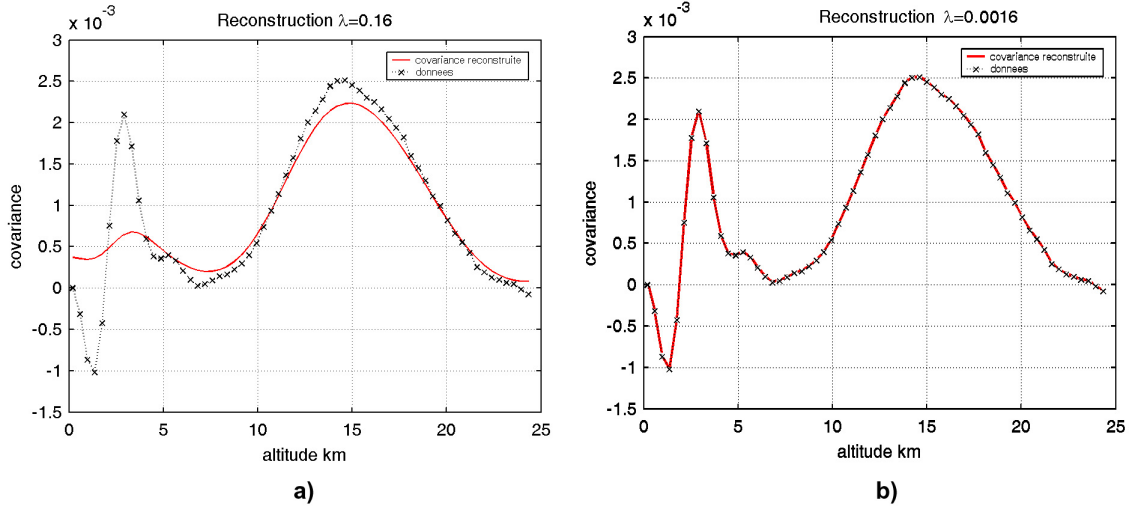


FIG. 17 – La reconstruction avec la méthode de régularisation de Tikhonov en employant différents paramètres de régularisation : a) $\lambda = 0.16$; b) $\lambda = 0.0016$.

des images de pupille lorsqu'on observe une étoile double et de la Réponse Impulsionnelle $S(r)$ de notre caméra :

$$K(H, x) = \frac{\alpha}{(1 + \alpha)^2} C(x - \theta H, H) * S(r) \quad (27)$$

où les valeurs diagonales de la matrice $K(H, x)$ (Figure 16) représentent la covariance théorique qui sera comparée à une covariance expérimentale $B^{**}(x)$.

Remarque : la méthode par régularisation de Tikhonov donne une solution qui peut être négative ou positive. Dans notre cas, le paramètre C_n^2 qu'on cherche est toujours positif, c'est pourquoi on force à rechercher une solution positive dans ce type de régularisation. Son application pour la réduction de SCIDAR Généralisé est décrite dans [Johnston, 2002].

Dans le cas de la régularisation par Tikhonov, la solution est très sensible au paramètre de régularisation λ qui varie entre 0 et 1. Si la valeur de λ est très proche de zéro, la méthode s'approche de celle des moindres carrés. La solution est souvent surestimée et un mauvais filtrage peut créer des grandes oscillations. Dans le cas contraire, quand λ est proche de 1 la solution est très filtrée et sous-estimée. Les exemples sur la Figure 17(a,b) montrent très bien cette dépendance du paramètre λ . La solution obtenue pour le premier cas (a) ($\lambda = 0.16$) semble trop filtrée et donne un seeing de 0.24 arcsec. A la même heure le DIMM mesure 0.48 arcsec. En revanche, dans le deuxième cas (b) ($\lambda = 0.0016$), la solution donnée par la même méthode ajuste bien les données et on obtient un seeing de 0.44 arcsec qui est plus proche de la valeur mesurée par le DIMM.

Lorsqu'on regarde le profil reconstruit de $C_n^2(h)$ pour le cas (b) (voir la Figure 18), on constate plusieurs couches non significatives qui, fort probablement ne représentent qu'un bruit de la méthode. Dans notre cas il est important de moyenner sur un intervalle de plusieurs secondes les profils reconstruits pour ressortir statistiquement les couches. Concernant le choix de notre paramètre de régularisation λ , on peut proposer d'utiliser la méthode de "*L - courbe*" qui offre un compromis entre la minimisation de la solution régularisée $norm||x_{reg}||^2$ et celle qui correspondant au résidu $norm||Y - HX||^2$ (Figure 19). Il sera intéressant de tester cette méthode pour notre cas. Pendant mon étude, j'ai déjà commencé à tester cette possibilité par l'intégrer de façon

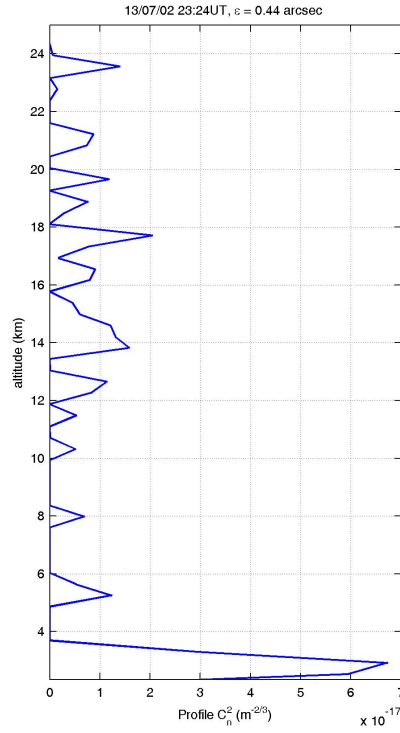


FIG. 18 – Profil vertical $C_n^2(h)$ reconstruit par la méthode de régularisation de Tikhonov. Le paramètre de régularisation employé pour cette reconstruction est $\lambda = 0.0016$. Le fichier *Run1271.dat* ; la date 13 Juillet 2002 23 :24UT ; l'étoile double $\alpha Crux, \theta = 3''.9, \Delta m = 0.3$; $h_{gs} = -2.9 km$.

automatique dans la réduction des données du SCIDAR Généralisé.

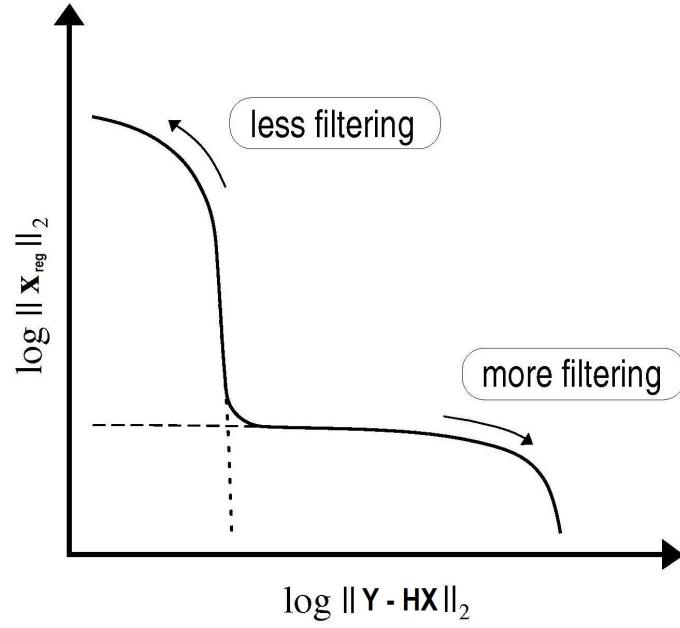


FIG. 19 – Simulation pour la démonstration de la méthode de "*L – courbe*" [Hansen, 1994].

Inversion par Maximum d'Entropie

Le Maximum d'Entropie est une des méthodes les plus utilisées pour traiter des données expérimentales. Cette méthode a pour principe de tronquer les noyaux d'intégration afin de ne conserver que ceux qui sont réellement significatifs pour l'interprétation physique. La maximisation de l'entropie permet de sélectionner la solution du problème inverse qui contient le moins d'information. Il existe en effet une infinité de solutions dont certaines apportent une information considérable, mais nous n'avons aucun moyen de dire si l'information apportée par une solution est pertinente ou pas. Toutefois, la stabilité de la solution n'est pas assurée par la maximisation de l'entropie. Cette méthode a l'avantage de déterminer la solution de façon rapide, car il y a peu de paramètres et on les obtient en minimisant une fonction convexe.

La méthode de Maximum d'Entropie est similaire à celle de Tikhonov, sauf que ce n'est pas la norme qui est minimisée mais l'entropie que l'on maximise. L'utilisation de l'entropie a plusieurs avantages : elle donne des solutions positives et obtenues à la même régularité que les noyaux d'intégration du modèle. La méthode du Maximum d'Entropie est souvent utilisée dans la reconstruction des images parce qu'elle suppose que les éléments de matrice inconnue sont positifs.

Ici, on utilise comme fonction de régularisation la fonction non-linéaire :

$$\Phi(x) = \sum x_i \log(x_i) \quad (28)$$

et notre fonctionnelle à minimiser dans ce cas sera :

$$\mathbf{G} = \|B^{**}(x_i) - K(x_i, h_j)C_n^2(h_j)\|^2 + \lambda^2 \sum C_n^2(h_j) \log(C_n^2(h_j)) \quad (29)$$

L'un des avantages de la méthode de Maximum d'Entropie est qu'elle permet une sorte de "super résolution" dans le cas où le rapport signal à bruit est bon. Une amélioration dans les programmes de réduction a été faite par J.-L. Prieur qui a intégré la méthode de Maximum

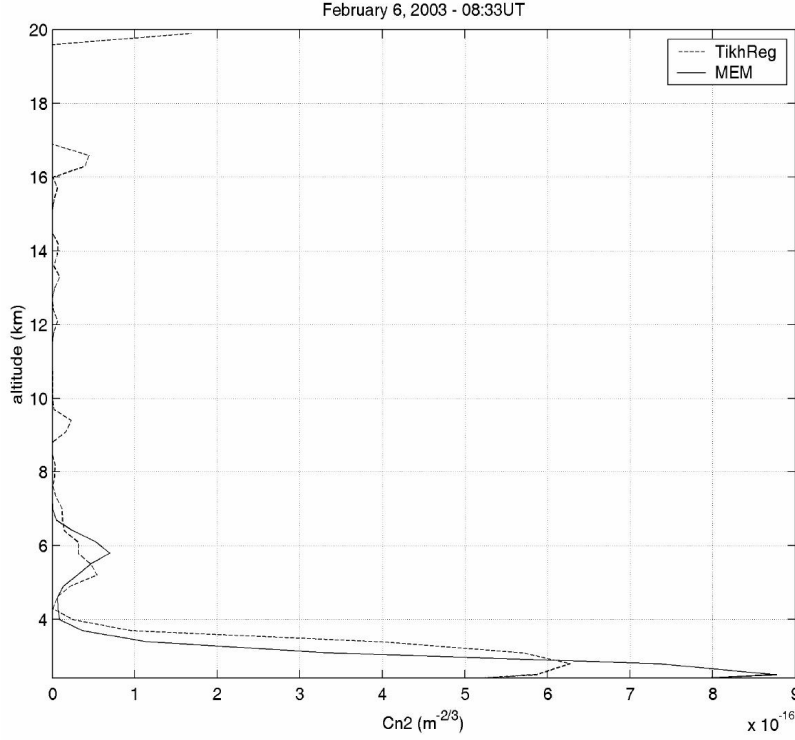


FIG. 20 – Deux profils $C_n^2(h)$ reconstitués par deux méthodes différentes, de Tikhonov et de Maximum d'Entropie.

Entropie dans un algorithme CLEAN où il emploie directement les images d'autocorrélation en faisant l'analyse complète bidimensionnelle [Prieur, 2004].

Comparaison des deux méthodes

Les figures 20 et 21 montrent la comparaison de ces deux méthodes où j'ai utilisé la même séquence des données du SCIDAR Généralisé. Ces deux méthodes montrent une certaine cohérence entre elles, un peu moins pour les profils $C_n^2(h)$ et un peu mieux pour le seeing. A ce stade de l'étude, le choix entre ces deux méthodes d'inversion est fait pour la Méthode de Maximum d'Entropie qui est mieux appropriée pour cette réduction surtout parce que c'est une méthode qui propose la solution positive et significative pour l'interprétation physique. Elle était aussi approuvée pour les nombreuses applications dans la réduction des données du SCIDAR Généralisé des différentes campagnes d'observation *in situ* dont les résultats ont été comparés et calibrés aux mesures simultanées des ballons $C_n^2(h)$, MASS et DIMM.

Mais aussi on ne renonce pas à tester les autres méthodes d'inversion alternatives qui pourront être aussi appropriées à ce genre de problème mal posé. Dans ce contexte, la méthode de régularisation de Tikhonov pourra également être la méthode potentielle pour ce type de réduction en étudiant plus profond les contraintes préalables importantes comme la positivité, la dépendance du rapport signal/bruit et le choix du paramètre de régularisation.

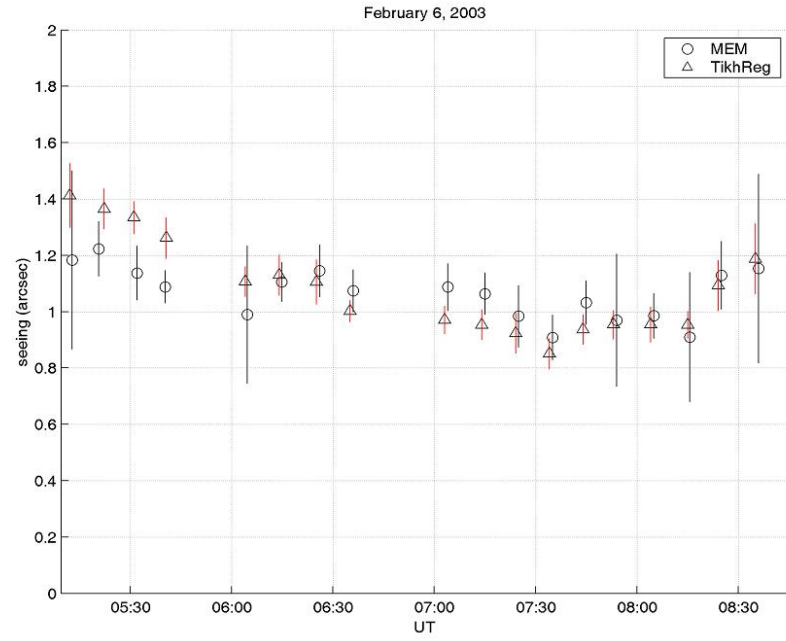


FIG. 21 – Valeurs de seeing moyen calculées en utilisant ces deux méthodes. Chaque point est une moyenne sur 20 profils $C_n^2(h)$ décalés de 17s.

2

Réduction de données

Sommaire

2.1	Reconstruction des profils $C_n^2(h)$	121
2.2	Profils du vent $V(h)$ et évaluation de la turbulence à l'intérieur du dôme de télescope	123

2.1 Reconstruction des profils $C_n^2(h)$

On reconstruit les profils $C_n^2(h)$ en utilisant la méthode de déconvolution de Maximum d'Entropie. Dans la réduction de données du SCIDAR Généralisé, les paramètres en entrée sont : les coupes 1D parallèles et perpendiculaires des fonctions d'autocorrélation 2D des images de pupille de télescope au long de séparation angulaires d'étoile binaire. Dans la génération du Kernel théorique bidimensionnel, on introduit la réponse impulsionnelle $S(\mathbf{r})$. En plusieurs itérations on retrouve la solution optimale entre covariance expérimentale et théorique (une coupe diagonale de matrice du Kernel $K(x,h)$) qui représente notre profil de $C_n^2(h)$.

Un exemple présenté dans la Figure 2.1 montre une évolution de la turbulence optique pendant la nuit du 12/13 juillet 2002. On observe la présence de trois couches avec une énergie turbulente importante : une couche près du sol, une autre couche à 5km avec une valeur moyenne de C_n^2 de l'ordre $10^{-15}m^{-2/3}$ et enfin une couche à 14 km et de $C_n^2 \sim 10^{-17}m^{-2/3}$. Pour la même nuit, la Figure 2.2 montre le seeing calculé à partir des profils $C_n^2(h)$ en comparaison avec les mesures du DIMM situé à environ 500 mètres du lieu d'observation. La valeur moyenne de seeing pour cette nuit est 0,98 arcsec.

Il intéressant de voir la contribution des différentes altitudes dans le bilan atmosphérique où virtuellement, on partage l'atmosphère en couche limite de surface (Boundary Layer : $0 \leq h \leq 1km$) et en atmosphère libre (Free Atmosphere : $h > 1km$). ε_{bl} , ε_{fa} et ε_{tot} sont les valeurs du seeing correspondant à la contribution de la couche limite, de l'atmosphère libre et de toute l'atmosphère respectivement :

$$\varepsilon_{bl} \propto \left[\int_0^{1km} C_n^2(h) dh \right]^{3/5} ; \quad (2.1)$$

$$\varepsilon_{fa} \propto \left[\int_{1km}^{h_{max}} C_n^2(h) dh \right]^{3/5} ; \quad (2.2)$$

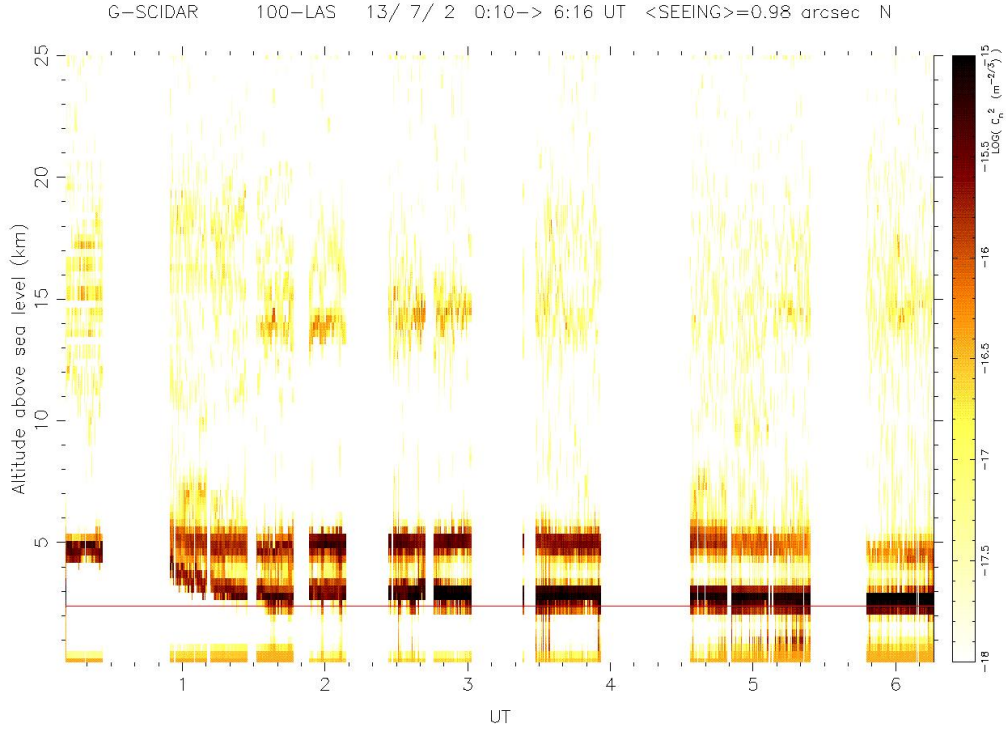


FIG. 2.1 – 531 profils de $C_n^2(h)$ reconstruits à partir des données du SCIDAR Généralisé pour la nuit du 12/13 Juillet 2002.

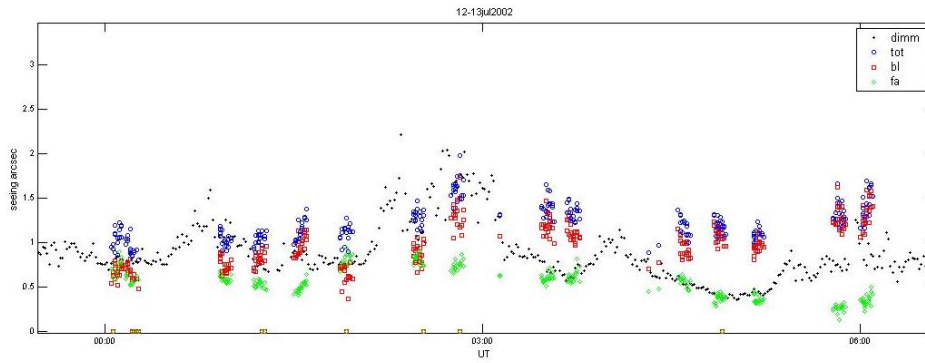


FIG. 2.2 – Les valeurs du seeing pour la même nuit du 12/13 Juillet 2002 calculées à partir des profils $C_n^2(h)$ et comparées aux mesures du DIMM.

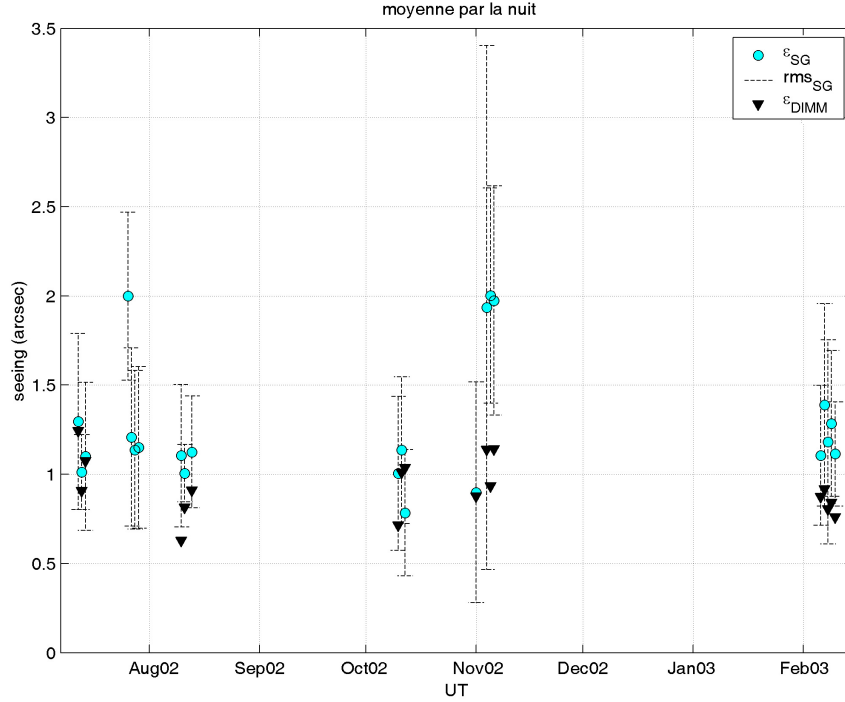


FIG. 2.3 – Comparaison des valeurs du seeing moyen pour chaque nuit calculé à partir des profils $C_n^2(h)$ du SCIDAR Généralisé et seeing mesurés avec l'instrument DIMM.

$$\varepsilon_{tot} \propto \left[\int_0^{h_{max}} C_n^2(h) dh \right]^{3/5}. \quad (2.3)$$

La comparaison des valeurs moyennes du seeing calculé à partir des profils $C_n^2(h)$ du SCIDAR avec les mesures du DIMM est présentée dans la Figure 2.3 et la Table 2.1. On constate que les valeurs du seeing de l'atmosphère libre se trouvent toujours inférieures aux mesures du DIMM, ce qui montre que la méthode fonctionne correctement. En effet, on doit toujours vérifier la contrainte : $\varepsilon_{fa} = \int_{1km}^{\infty} \dots < \varepsilon_{tot} = \int_0^{\infty} \dots$. En revanche, les valeurs du seeing dans la couche limite mesurées avec le SCIDAR peuvent parfois paraître surestimées par rapport aux mesures du DIMM. On peut supposer que cette différence est due à la turbulence dans le dôme du télescope et qui n'était pas calculée dans cette étape de notre étude. La contribution de chaque couche est importante dans le bilan de turbulence optique. Il est indispensable de soustraire la turbulence dans le dôme pour connaître la contribution réelle de la turbulence atmosphérique. La soustraction de turbulence dans le dôme de télescope sera une étape suivante dans la réduction des données du SCIDAR.

2.2 Profils du vent $V(h)$ et évaluation de la turbulence à l'intérieur du dôme de télescope

La reconstruction des profils du vent $V(h)$ qui a été expliquée dans 3.1.1 nécessite les profils $C_n^2(h)$ obtenus dans la réduction préliminaire. En connaissant à priori les profils $C_n^2(h)$ de diffé-

TAB. 2.1 – Valeurs du seeing moyen pour chaque nuit : Juillet 2002 à Février 2003. (Le seeing du dôme n'est pas soustrait.)

Date jj/mm/aa	$\varepsilon_{SG(tot)}$ (arcsec)	$\varepsilon_{SG(fa)}$ (arcsec)	$\varepsilon_{SG(bl)}$ (arcsec)	ε_{DIMM} (arcsec)
11/07/2002	1.30 \pm 0.50	0.69 \pm 0.13	0.96 \pm 0.59	1.24 \pm 0.30
12/07/2002	1.01 \pm 0.21	0.54 \pm 0.14	0.74 \pm 0.33	0.91 \pm 0.27
13/07/2002	1.15 \pm 0.36	0.36 \pm 0.13	1.04 \pm 0.34	1.07 \pm 0.57
25/07/2002	1.95 \pm 0.53	0.87 \pm 0.32	1.62 \pm 0.42	-
26/07/2002	1.21 \pm 0.50	1.00 \pm 0.45	0.47 \pm 0.40	-
27/07/2002	1.14 \pm 0.44	0.83 \pm 0.44	0.56 \pm 0.45	-
28/07/2002	1.15 \pm 0.45	0.69 \pm 0.33	0.74 \pm 0.54	-
09/08/2002	1.10 \pm 0.40	0.68 \pm 0.32	0.72 \pm 0.38	0.63 \pm 0.11
10/08/2002	1.01 \pm 0.16	0.92 \pm 0.13	0.24 \pm 0.24	0.82 \pm 0.23
12/08/2002	1.13 \pm 0.31	0.50 \pm 0.15	0.93 \pm 0.30	0.91 \pm 0.19
09/10/2002	1.01 \pm 0.43	0.54 \pm 0.32	0.74 \pm 0.36	0.71 \pm 0.15
10/10/2002	1.14 \pm 0.41	0.50 \pm 0.29	0.91 \pm 0.42	1.01 \pm 0.20
11/10/2002	0.78 \pm 0.35	0.54 \pm 0.26	0.00 \pm 0.00	1.04 \pm 0.23
31/10/2002	0.90 \pm 0.62	0.53 \pm 0.27	0.62 \pm 0.58	0.88 \pm 0.19
03/11/2002	1.94 \pm 1.47	0.48 \pm 0.41	1.81 \pm 1.37	1.14 \pm 0.19
04/11/2002	2.00 \pm 0.60	0.59 \pm 0.20	1.83 \pm 0.60	0.93 \pm 0.16
05/11/2002	1.97 \pm 0.64	0.54 \pm 0.24	1.82 \pm 0.64	1.14 \pm 0.23
05/02/2003	1.11 \pm 0.39	0.30 \pm 0.17	1.02 \pm 0.38	0.87 \pm 0.19
06/02/2003	1.389 \pm 0.57	0.40 \pm 0.13	1.27 \pm 0.58	0.92 \pm 0.15
07/02/2003	1.18 \pm 0.57	0.27 \pm 0.14	1.11 \pm 0.57	0.81 \pm 0.29
08/02/2003	1.28 \pm 0.41	0.31 \pm 0.10	1.20 \pm 0.43	0.84 \pm 0.22
09/02/2003	1.05 \pm 0.28	0.32 \pm 0.07	0.95 \pm 0.30	0.76 \pm 0.17

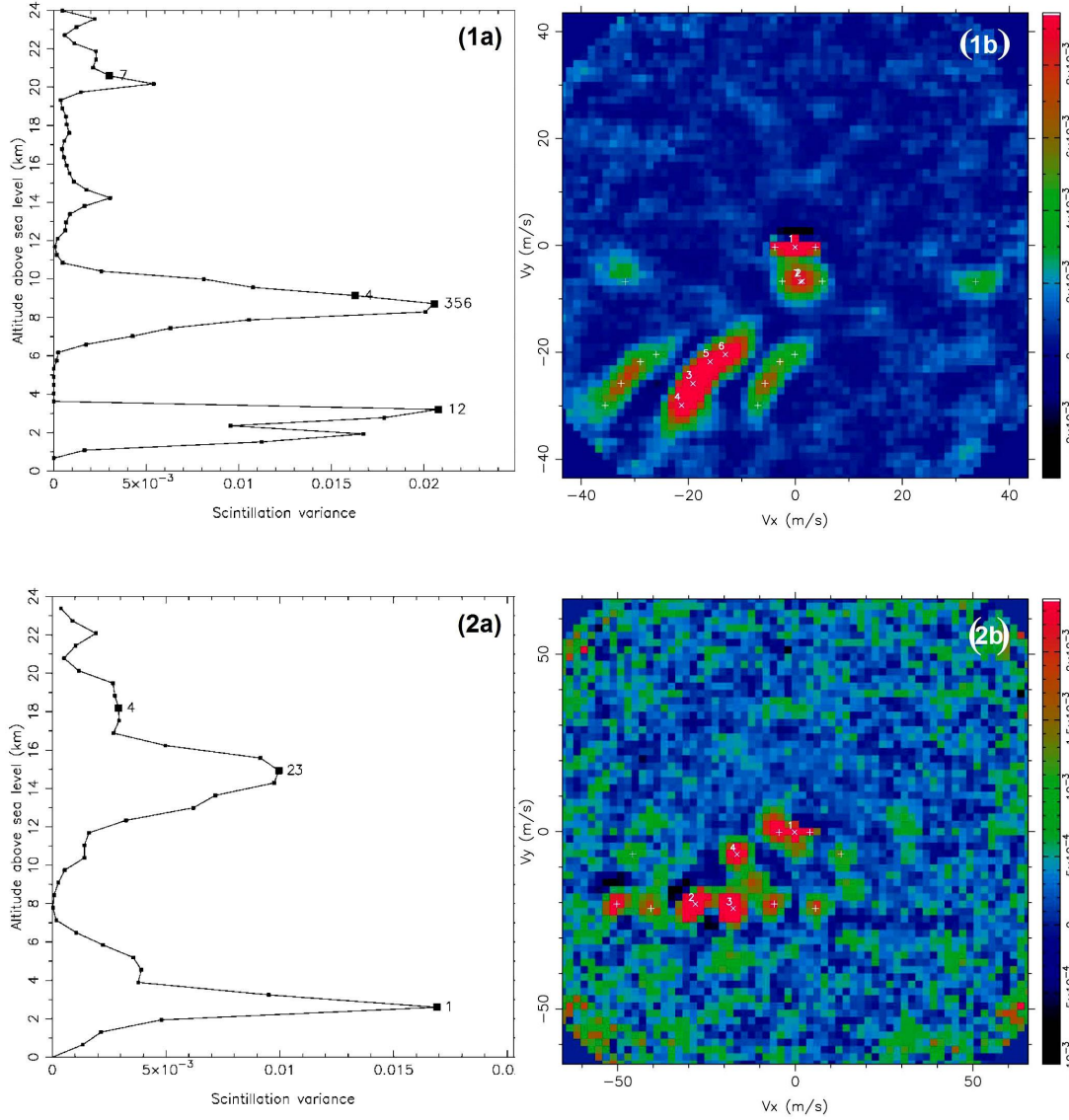


FIG. 2.4 – Exemple de procédure de détection : 1a,b - un exemple où on détecte une fine couche entre 8 et 9km avec le gradient de vitesse du vent ; 2a,b - un exemple de superposition des triplets.

rentes couches on détecte les triplets correspondants à leurs altitudes respectives. Pour cela on utilise les codes écrits en C basés sur l'algorithme CLEAN qui a été développé dans la réduction du SCIDAR Généralisé par [Prieur, 2001]. On obtient les valeurs de la vitesse horizontale et de la direction du vent en fonction de l'altitude correspondant aux couches turbulentes détectées grâce aux triplets d'autocorrélation (Figure 2.4).

Les profils de $C_n^2(h)$ reconstruits à partir des auto-corrélations contiennent l'information de la contribution de la turbulence atmosphérique dans le dôme et sur le miroir du télescope inséparable de la turbulence située juste au-dessus du dôme. Il est nécessaire de soustraire le seeing du dôme pour obtenir l'information propre concernant la turbulence atmosphérique. La méthode de soustraction de seeing du dôme des profils $C_n^2(h)$ a été donnée par [Avila, 2001]. On obtient le seeing du dôme en analysant les intercorrélations d'étoiles doubles calculées pour un déca-

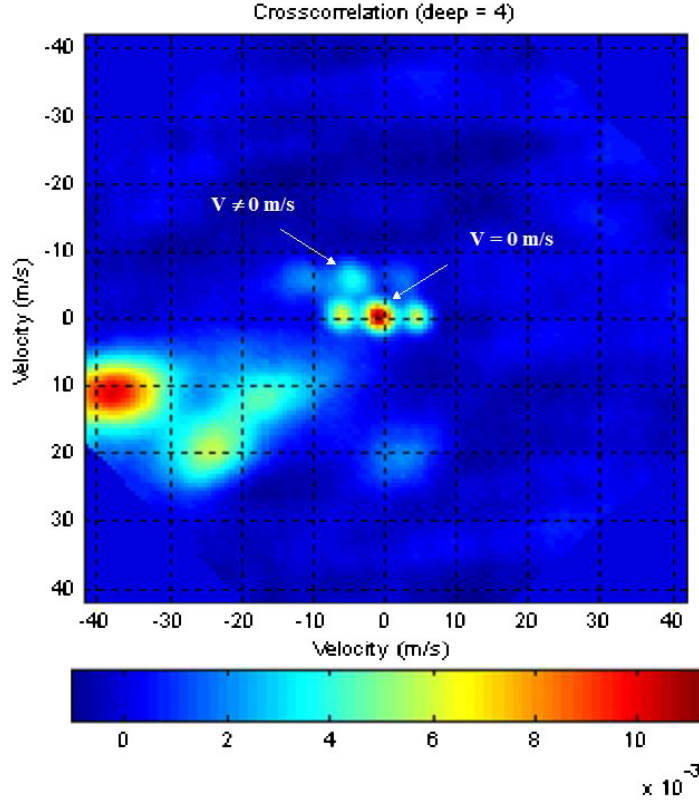


FIG. 2.5 – Intercorrélations spatio-temporelles pour une profondeur $4\Delta t$

lage temporel Δt . Les intercorrélations de chaque couche turbulente représentent l'ensemble des triplets décalés par rapport au centre selon leurs vitesses horizontales et leurs direction de propagation dans l'atmosphère. Ceci permet d'obtenir les profils du vent correspondants aux altitudes des couches turbulentes respectives. Le seeing à l'intérieur du Dôme est caractérisé par une turbulence dont la vitesse est nulle $V = 0$. Le triplet qui lui correspond sera exactement au centre $\pm \Delta V t$ (Figure 2.5), où ΔV est la résolution en vitesse donnée par l'instrument. Le positionnement du triplet est une condition nécessaire mais insuffisante pour déterminer la contribution du dôme par rapport à la contribution au-dessus du dôme. En effet, du à une résolution verticale insuffisante, il peut s'avérer que les vitesses du vent dans le dôme et au-dessus du dôme soient toutes les deux dans la limite d'incertitude ΔV . Le seul cas où l'on peut être sur de détecter la turbulence dans le dôme du télescope c'est lorsqu'on détecte deux triplets à la même altitude $h = 0 \pm \Delta H/2$: le premier qui est caractérisé par $V_{dome} < \Delta V$, qui sera associé à turbulence dans le dôme et le deuxième, $V_{bl} > \Delta V$, correspondant à la turbulence en dehors du dôme. Le cas où on trouve un seul triplet correspondant à l'altitude $h = 0 \pm \Delta H/2$ est décrété "ambigu" et on n'en tient pas compte dans la statistique. Ceci dit, on peut définir trois cas suivants pour la détection de turbulence dans le dôme du télescope :

1. Turbulence dans le dôme est détectée, on trouve deux triplets $V < \Delta V$ et $V > \Delta V$ pour $h = 0 + -\Delta H/2$;
 2. Cas ambigu où le seul triplet $V < \Delta V$ est détecté pour $h = 0 + -\Delta H/2$;
 3. Turbulence dans le dôme n'est pas détectée, il n'y a pas de triplet pour $h = 0 + -\Delta H/2$.
- La détermination de dôme seeing sera difficile dans le cas 2 où il serait important d'avoir

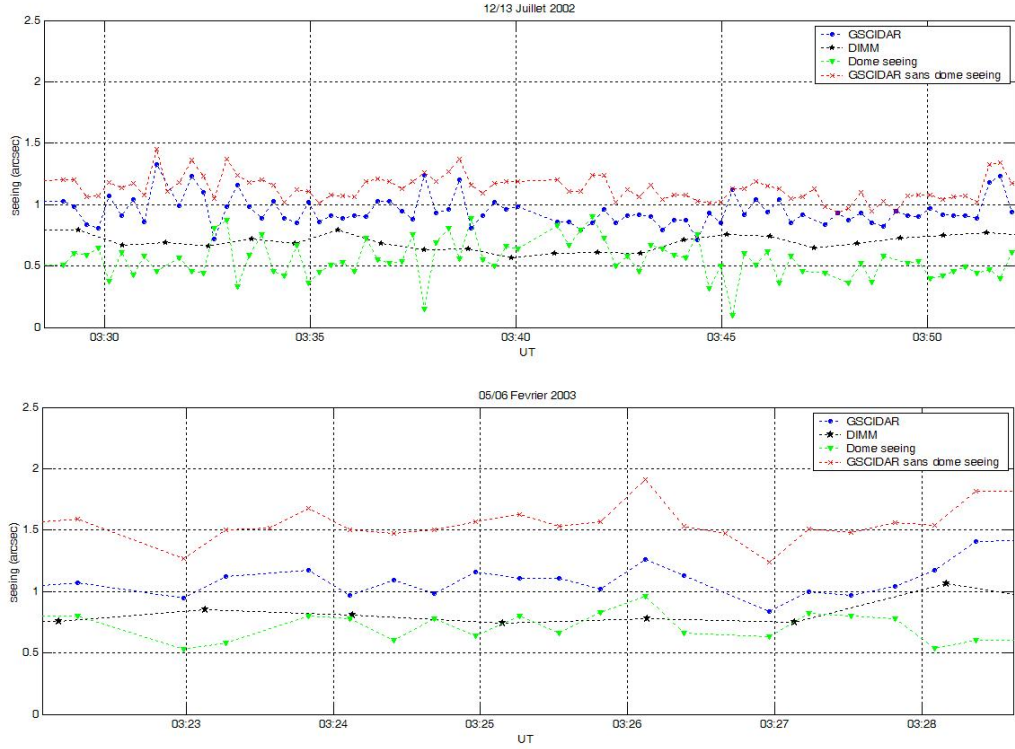


FIG. 2.6 – Distribution de seeing pour les nuits du 12/13 Juillet 2002 (03 :29-03 :52UT) et du 5/6 Février 2003 (03 :22-03 :30UT).

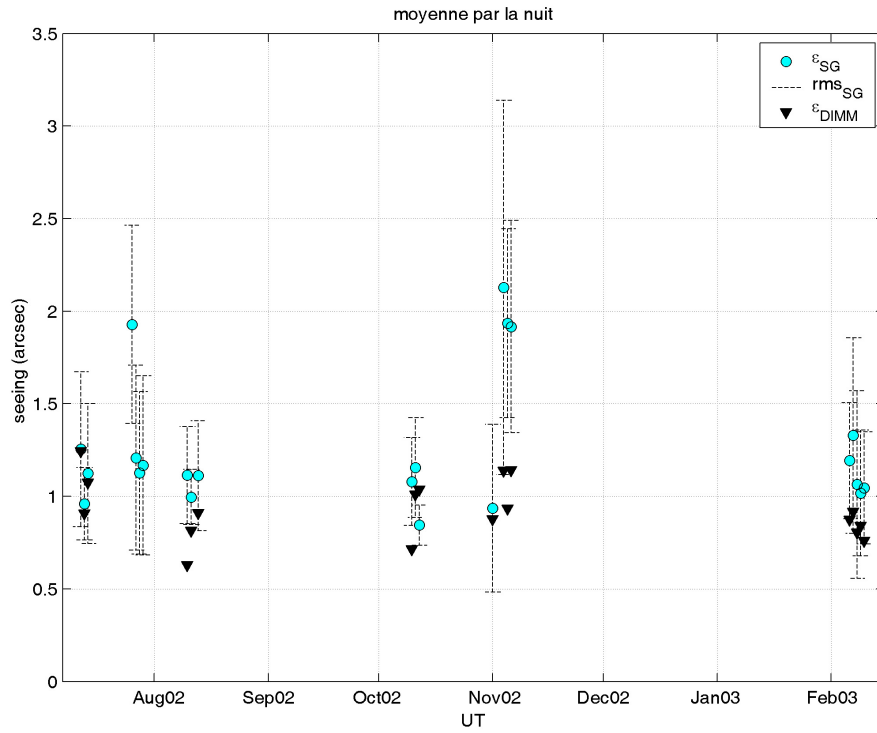


FIG. 2.7 – Comparaison des valeurs du seeing moyen pour chaque nuit calculé à partir des profils $C_n^2(h)$ du SCIDAR Généralisé avec la soustraction de la turbulence dans le dôme du télescope et le seeing mesuré avec l'instrument DIMM.

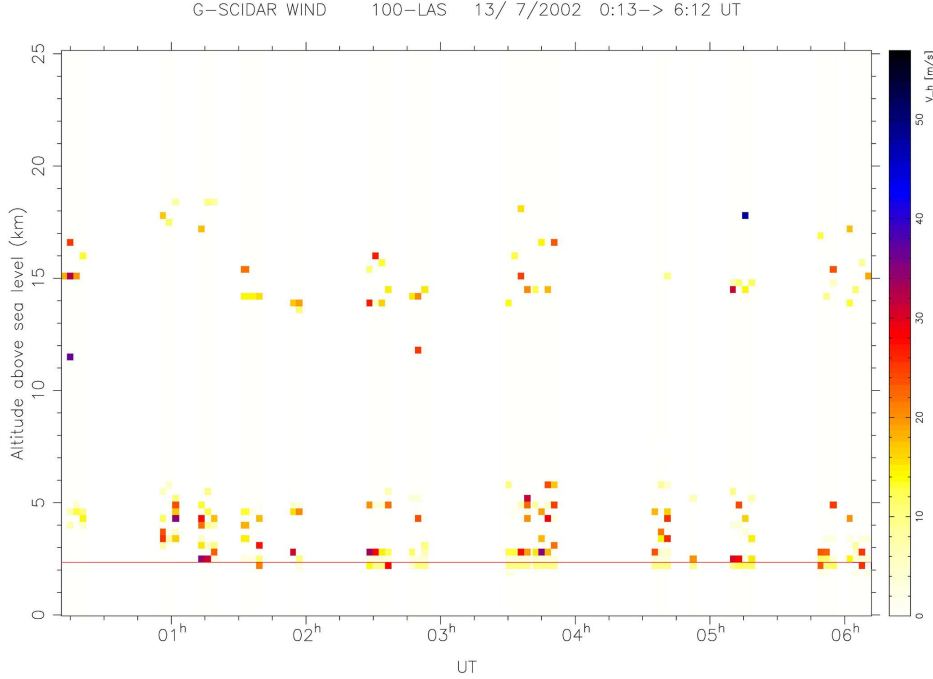


FIG. 2.8 – Profils de $|V(h)|$ reconstruits à partir des données du SCIDAR Généralisé pour la nuit du 12/13 Juillet 2002.

TAB. 2.2 – Seeing dans le dôme du télescope calculé à partir des données de SCIDAR Généralisé

Mois	min (")	max (")	moyen (")	median (")	std (")
July 2002	0.06	1.04	0.54	0.54	± 0.21
Août 2002	0.11	1.14	0.44	0.47	± 0.19
Octobre 2002	0.22	1.05	0.56	0.48	± 0.20
Novembre 2002	0.35	1.51	1.03	1.04	± 0.18
Février 2003	0.14	1.66	0.76	0.74	± 0.25

un meilleur rapport signal/bruit. Dans le cas 3, on se trouve en dessous du seuil de détection de l'appareil. Après la détection de la turbulence dans le dôme de télescope on soustrait la quantité de $C_n^2(h=0)$ du profil de $B^{**}(x)$ en s'aidant du Kernel obtenu dans la pré-réduction qui déterminera désormais la turbulence atmosphérique "propre".

Comme on montre dans les deux exemples pour les nuits du 12/13 Juillet 2002 (03 :29-03 :52UT) et du 5/6 Février 2003 (03 :22-03 :30UT) présentés dans la Figure 2.6 la soustraction de turbulence dans le dôme de télescope dans cette intervalle de la nuit n'est pas négligable. En comparant les nouveaux résultats pour le seeing moyen calculés par la technique de SCIDAR Généralisé avec les mesures de DIMM dans les Figures 2.7 et 2.3, on constate une importante différence après la soustraction de la turbulence dans le dôme pour les mois Juillet, Août, Octobre et Février. En Novembre, les valeurs de seeing n'ont pas beaucoup changé après la soustraction. La Table 2.2 montre, mois par mois, la contribution du dôme au seeing total, qui est loin d'être négligable.

Dans l'exemple sur la Figure 2.8, je montre les profils verticaux du module du vent $|V(h)|$ reconstruits pour la nuit du 12/13 Juillet 2002. La détection du vent dans ce cas est vraisemblablement correcte parce qu'on peut constater que les altitudes où on a une estimation du vent pour $V(h)$ correspondent bien aux altitudes des couches turbulentes sur les profils $C_n^2(h)$ de la Figure 2.1. On observe bien la dispersion du vent dans les premiers 3km dans une large fourchette de valeurs entre 2 et 35m/s, en revanche, le vent à 14-15km reste dans des limites entre 15 et 25m/s.

5759 profils de $C_n^2(h)$, $\mathbf{V}(h)$ ainsi que les valeurs du seeing ont été reconstruits à partir des mesures effectuées avec la technique du SCIDAR Généralisé au cours de cette campagne d'observation en 2002 et 2003. Le détail, nuit par nuit, est donné dans l'annexe.

3

Résultats et discussion

Dans cette section, je détaille la situation de la turbulence optique au-dessus de l'Observatoire de La Silla au Chili à partir des profils verticaux de $C_n^2(h)$ obtenus dans la réduction des données récoltées avec la technique du SCIDAR Généralisé au cours de la campagne d'observation de Juillet 2002 - Février 2003.

La connaissance des 5759 profils de turbulence $C_n^2(h)$ et de vitesse du vent $V(h)$ permet de calculer non seulement les valeurs du seeing ε mais aussi de l'angle isoplanétique θ et du temps de cohérence τ_0 dont les quantités peuvent être évaluées pour deux buts différents, la speckle-interférométrie (τ_{si} , θ_{si}) et les systèmes d'optique adaptative (τ_{ao} , θ_{ao}).

Définis initialement dans la section 1.3 par les équations (31) et (33), les valeurs peuvent être calculées pour ces deux cas à partir des profils $C_n^2(h)$ et de la vitesse :

$$\tau_{ao} = 0.31 \frac{r_o}{v_{ao}} ; \theta_{ao} = 0.31 \frac{r_o}{h_{ao}} \quad (3.1)$$

$$\tau_{si} = 0.36 \frac{r_o}{v_{si}} ; \theta_{si} = 0.36 \frac{r_o}{h_{si}} \quad (3.2)$$

où les v_{ao} , v_{si} , h_{ao} , h_{si} sont les vitesses et les altitudes "équivalentes" qui sont définies par :

$$v_{ao} = \left[\frac{\int_0^\infty C_n^2(h) |V(h)|^{5/3} dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} \right]^{3/5} \quad (3.3)$$

$$v_{si} = \left[\frac{\int_0^\infty C_n^2(h) |V(h)|^2 dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} - \left| \frac{\int_0^\infty C_n^2(h) V(h) dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} \right|^2 \right]^{1/2} \quad (3.4)$$

$$h_{ao} = \left[\frac{\int_0^\infty C_n^2(h) h^{5/3} dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} \right]^{3/5} \quad (3.5)$$

$$h_{si} = \left[\frac{\int_0^\infty C_n^2(h) h^2 dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} - \left(\frac{\int_0^\infty C_n^2(h) h dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.6)$$

Au cours de cette réduction, on a obtenu la statistique de ces paramètres pendant 5 mois (Juillet, Août, Octobre, Novembre, Février). On a aussi mesuré la statistique des profils verticaux de turbulence optique $C_n^2(h)$. Cela nous permet non seulement d'analyser la variation saisonnière des paramètres turbulence mais aussi de caractériser localement ce site chilien.

La statistique mensuelle

Juillet 2002 \Rightarrow 7 nuits d'observations (1638 profils de $C_n^2(h)$)

Le seeing moyen par nuit est donné dans la **Table 3.1**.

Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois est représenté dans la **Figure 3.1**.

Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, sont représentés dans la **Figure 3.2** :

- Sur le profil moyen pour Juillet 2002 on observe une très large couche **(1)** dans la *tropopause* d'une épaisseur d'environ 5 à 7km, centrée autour d'une altitude de 14 km. Comme on peut voir sur les profils moyens pour chaque nuit d'observation, cette couche est une combinaison de deux couches à 16km et à 12km.
- Une faible couche **(2)** qui varie autour d'altitude de 8km, présente pendant 5 nuits sur 7.
- Une couche **(3)** importante autour de l'altitude 5km présente sur tous les profils.
- Une forte *couche limite* **(4)** qui est étendue sur le premier kilomètre.

TAB. 3.1 – Les valeurs du seeing moyen pour chaque nuit d’observation en Juillet 2002 et sa distribution dans la couche limite et l’atmosphère libre.

Date jj/mm/aa	$\varepsilon_{SG(tot)}$ (arcsec)	$\varepsilon_{SG(fa)}$ (arcsec)	$\varepsilon_{SG(bl)}$ (arcsec)
11/07/2002	1.26 \pm 0.42	0.69 \pm 0.13	0.91 \pm 0.51
12/07/2002	0.96 \pm 0.20	0.54 \pm 0.15	0.67 \pm 0.32
13/07/2002	1.12 \pm 0.38	0.36 \pm 0.13	1.02 \pm 0.36
25/07/2002	1.93 \pm 0.54	0.87 \pm 0.32	1.60 \pm 0.43
26/07/2002	1.21 \pm 0.50	1.00 \pm 0.45	0.47 \pm 0.40
27/07/2002	1.13 \pm 0.44	0.83 \pm 0.44	0.55 \pm 0.43
28/07/2002	1.17 \pm 0.48	0.70 \pm 0.32	0.75 \pm 0.56

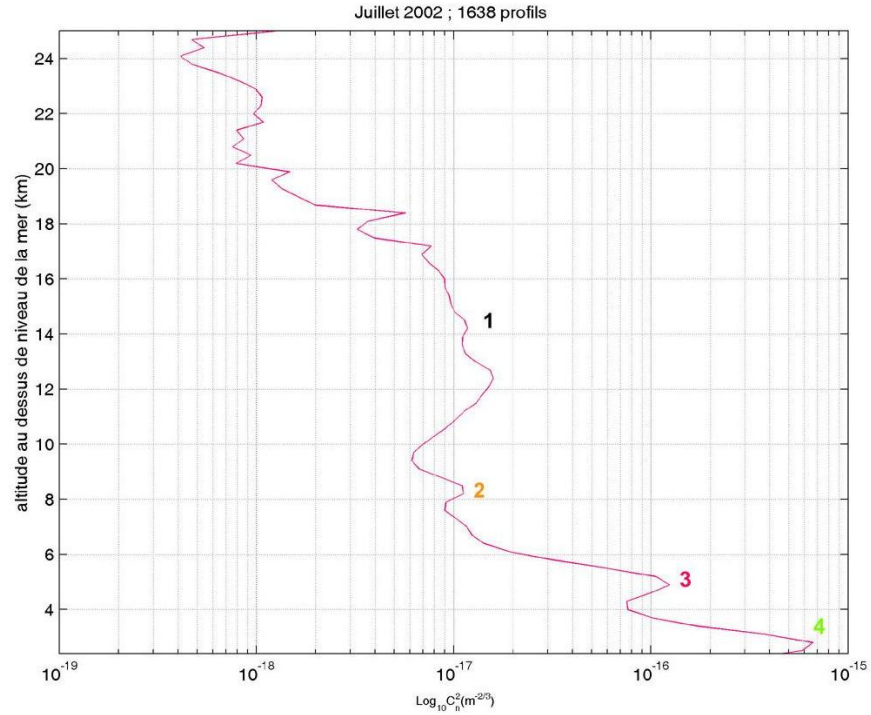


FIG. 3.1 – Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois de Juillet 2002.

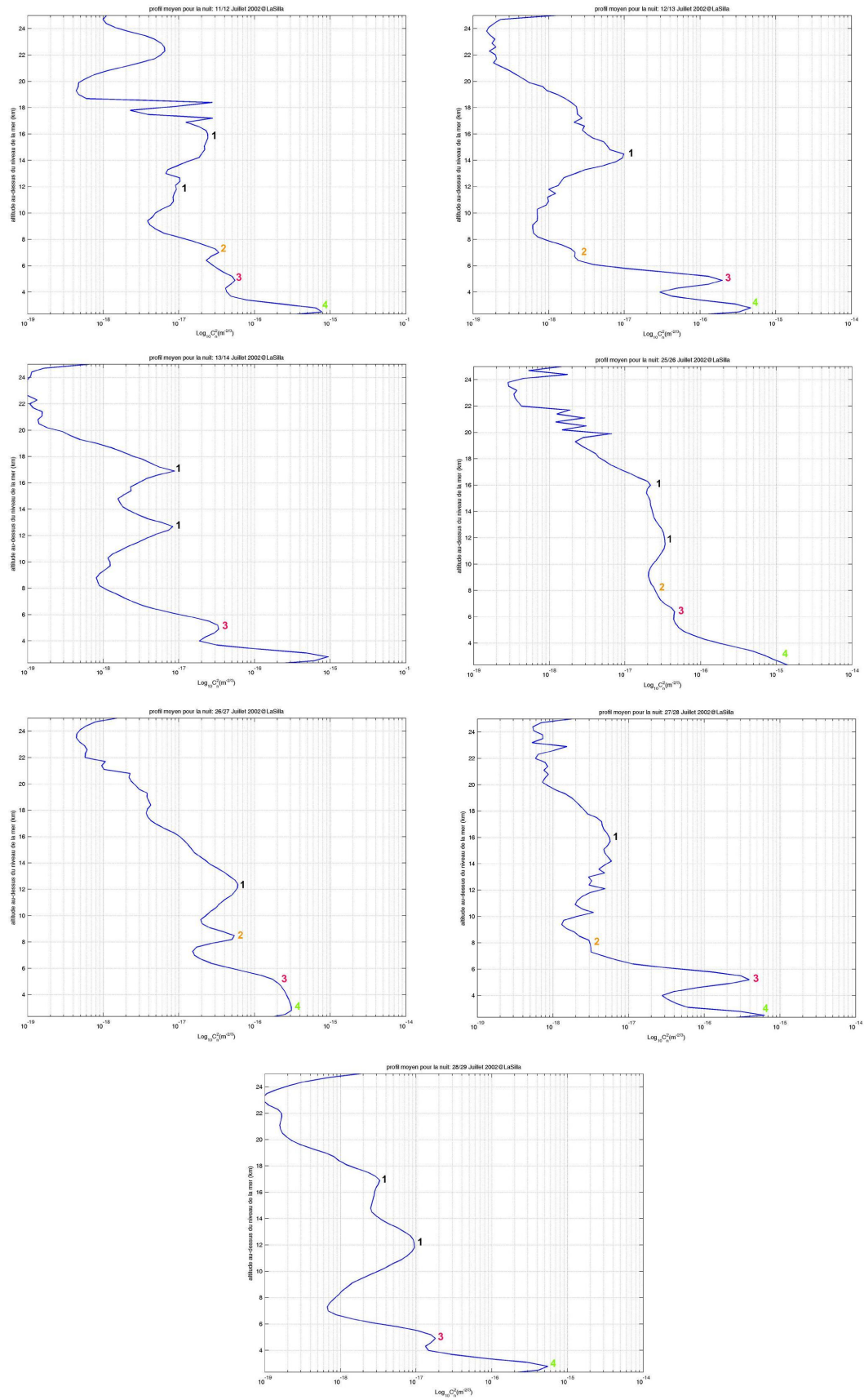


FIG. 3.2 – Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, pour Juillet 2002.

Août 2002 \Rightarrow 3 nuits d'observations (759 profils de $C_n^2(h)$)

Le seeing moyen par nuit est donné dans la **Table 3.2**.

Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois est représenté dans la **Figure 3.3**.

Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, sont représentés dans la **Figure 3.4** :

- La couche **(1)** dans la *tropopause* diminue et situe autour de l'altitude du jet-stream à 12 km.
- La couche à 8km **(2)** devient beaucoup plus forte et s'étale sur une épaisseur de 2 km.
- Comme pour le mois précédent, la couche à 5km **(3)** est toujours présente avec la même force.
- La forte *couche limite* **(4)** est toujours présente.

Octobre 2002 \Rightarrow 4 nuits d'observations (397 profils de $C_n^2(h)$)

Le seeing moyen par nuit est donné dans la **Table 3.3** .

Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois est représenté dans la **Figure 3.5** :

Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, sont représentés dans la **Figure 3.6** :

- Dans la *tropopause*, la couche **(1)** devient plus forte et monte désormais à 14 km.
- La couche à 8km **(2)** descend à 7km et devient moins forte.
- Ce mois la couche à 5km **(3)** est pratiquement négligeable.
- La *couche limite* **(4)** est toujours forte.

TAB. 3.2 – Les valeurs du seeing moyen pour chaque nuit d’observation en Août 2002 et sa distribution dans la couche limite et l’atmosphère libre.

Date jj/mm/aa	$\varepsilon_{SG(tot)}$ (arcsec)	$\varepsilon_{SG(fa)}$ (arcsec)	$\varepsilon_{SG(bl)}$ (arcsec)
09/08/2002	1.11 ± 0.26	0.70 ± 0.30	0.72 ± 0.30
10/08/2002	1.00 ± 0.15	0.92 ± 0.13	0.23 ± 0.20
12/08/2002	1.11 ± 0.30	0.51 ± 0.15	0.91 ± 0.29

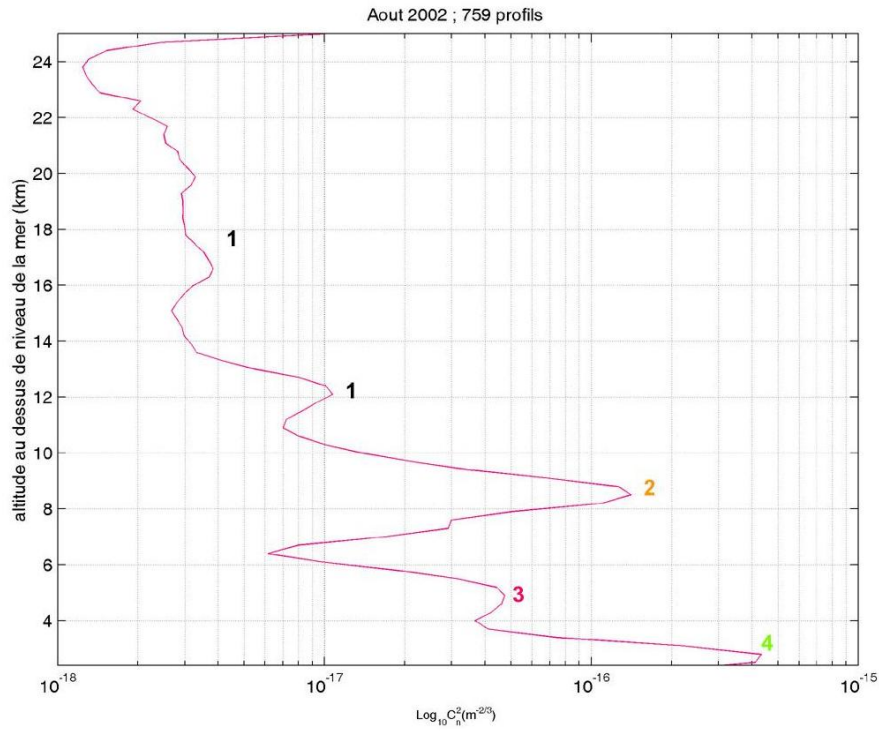


FIG. 3.3 – Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois d’Août 2002.

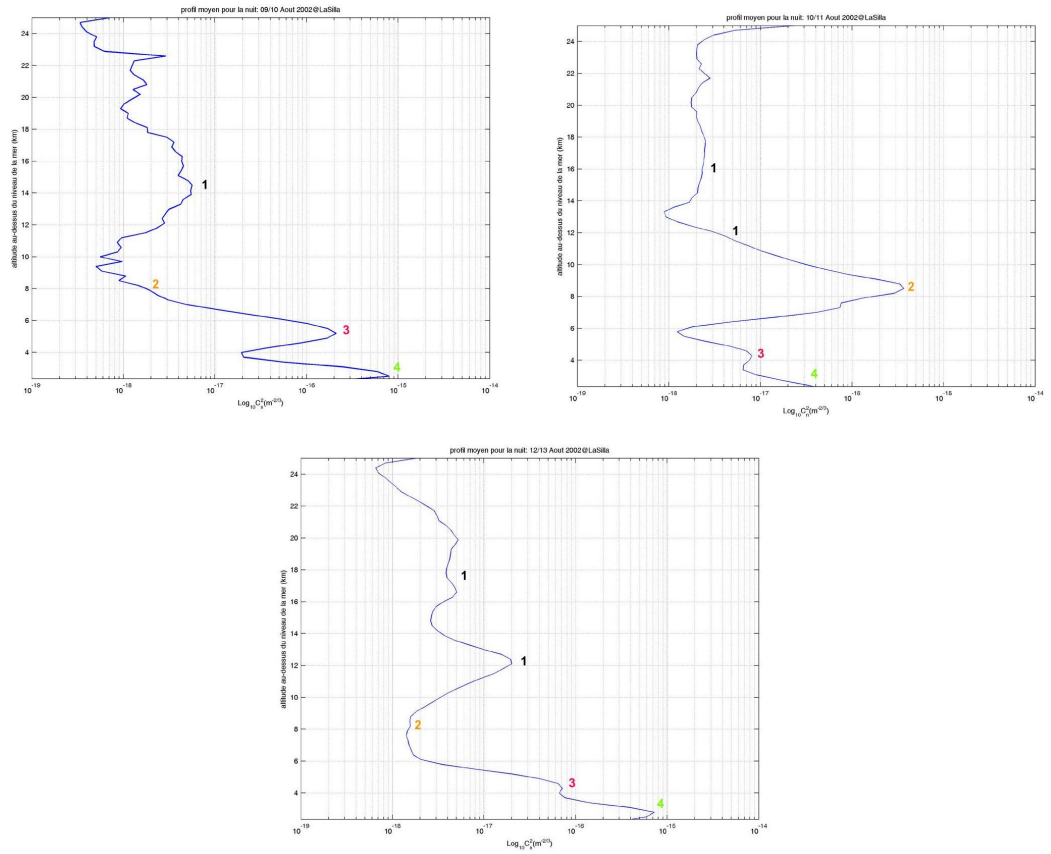


FIG. 3.4 – Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, pour Août 2002.

Novembre 2002 \Rightarrow 3 nuits d'observations (739 profils de $C_n^2(h)$)

Le seeing moyen par nuit est donné dans la **Table 3.4** .

Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois est représenté dans la **Figure 3.7** :

Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, sont représentés dans la **Figure 3.8** :

- Une faible couche (1) apparaît dans la haute *tropopause* à 18 km.
- La couche à 8km (2) est toujours présente.
- Ce mois de Novembre la couche de 5km (3) descend à une altitude de 4km.
- Comme les mois précédents, la *couche limite* (4) est toujours très forte.

TAB. 3.3 – Les valeurs du seeing moyen pour chaque nuit d’observation en Octobre 2002 et sa distribution dans la couche limite et l’atmosphère libre.

Date jj/mm/aa	$\varepsilon_{SG(tot)}$ (arcsec)	$\varepsilon_{SG(fa)}$ (arcsec)	$\varepsilon_{SG(bl)}$ (arcsec)
09/10/2002	1.08 ± 0.24	0.62 ± 0.26	0.77 ± 0.26
10/10/2002	1.16 ± 0.27	0.55 ± 0.28	0.89 ± 0.34
11/10/2002	0.84 ± 0.11	0.62 ± 0.12	0.48 ± 0.10
31/10/2002	0.94 ± 0.45	0.61 ± 0.16	0.59 ± 0.48

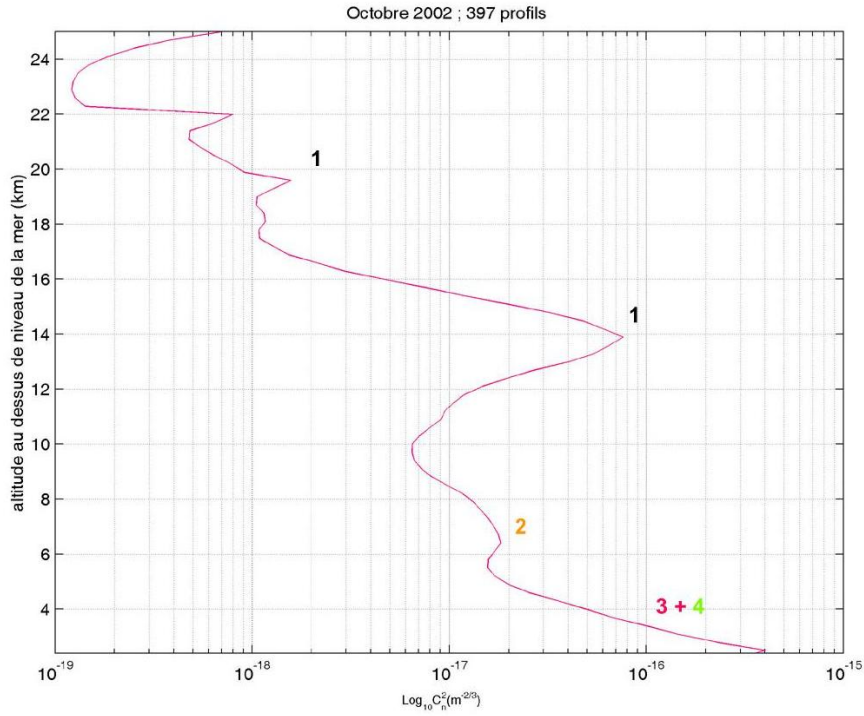


FIG. 3.5 – Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois d’Octobre 2002.

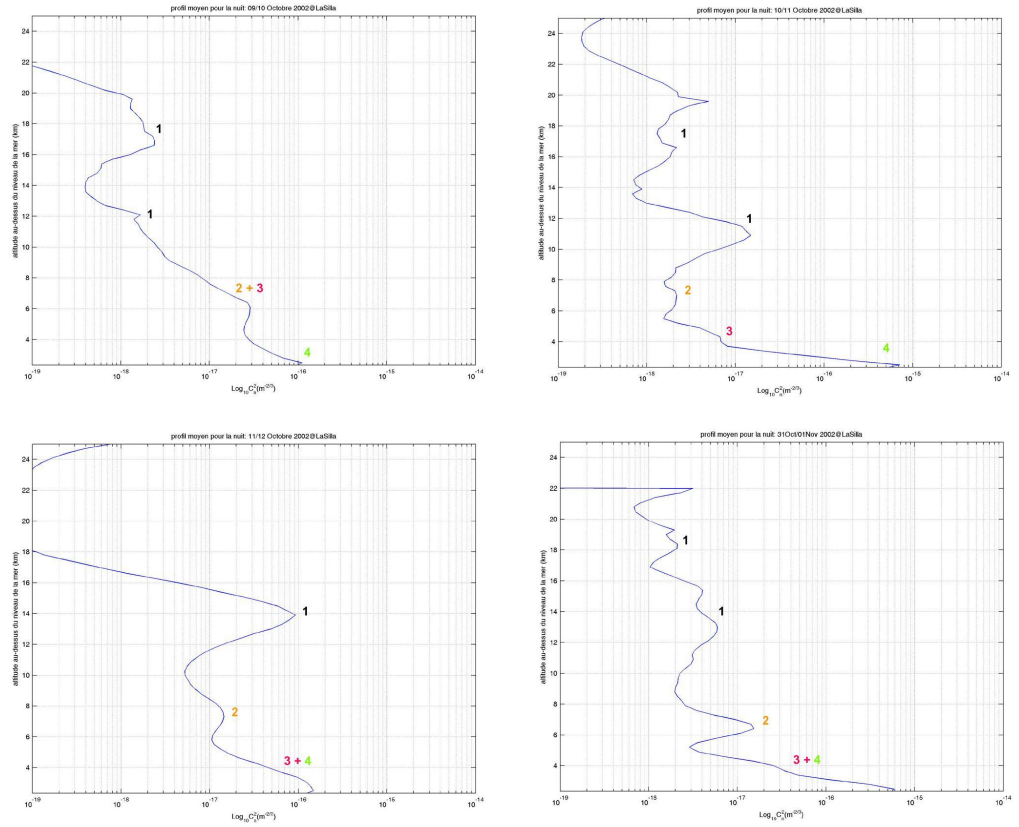


FIG. 3.6 – Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, pour Octobre 2002.

Février 2003 \Rightarrow 5 nuits d'observations (2226 profils de $C_n^2(h)$)

Le seeing moyen par nuit est donné dans la **Table 3.5** .

Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois est représenté dans la **Figure 3.9** :

Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, sont représentés dans la **Figure 3.10** :

- Large couche (1) centrée autour de l'altitude de jet-stream à 12 km dans la *tropopause*.
- La couche à 8km (2) a pratiquement disparu.
- Ici, la couche à 5km (3) monte à 6.
- Et la *couche limite* (4) reste toujours plus forte.

TAB. 3.4 – Les valeurs du seeing moyen pour chaque nuit d’observation en Novembre 2002 et sa distribution dans la couche limite et l’atmosphère libre.

Date jj/mm/aa	$\varepsilon_{SG(tot)}$ (arcsec)	$\varepsilon_{SG(fa)}$ (arcsec)	$\varepsilon_{SG(bl)}$ (arcsec)
03/11/2002	2.13 ± 1.01	0.56 ± 0.330	1.98 ± 0.94
04/11/2002	1.94 ± 0.51	0.59 ± 0.20	1.76 ± 0.49
05/11/2002	1.92 ± 0.57	0.54 ± 0.24	1.76 ± 0.56

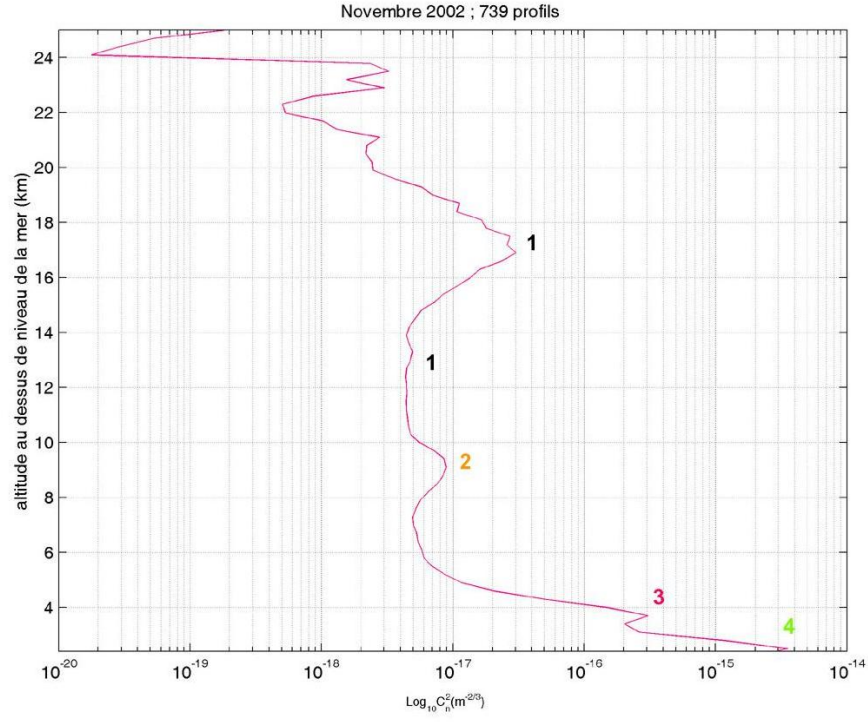


FIG. 3.7 – Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois de Novembre 2002.

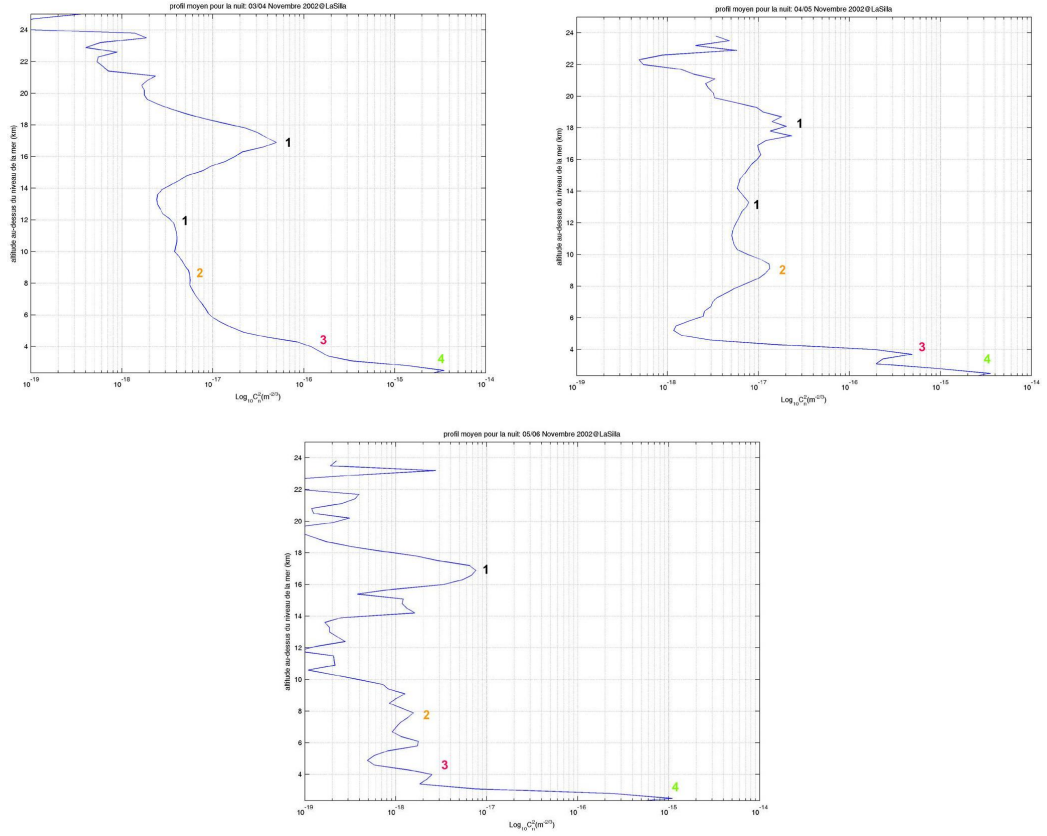


FIG. 3.8 – Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, pour Novembre 2002.

TAB. 3.5 – Les valeurs du seeing moyen pour chaque nuit d'observation en Février 2003 et sa distribution dans la couche limite et l'atmosphère libre.

Date jj/mm/aa	$\varepsilon_{SG(tot)}$ (arcsec)	$\varepsilon_{SG(fa)}$ (arcsec)	$\varepsilon_{SG(bl)}$ (arcsec)
05/02/2003	1.19 ± 0.31	0.35 ± 0.18	1.08 ± 0.311
06/02/2003	1.33 ± 0.53	0.41 ± 0.14	1.20 ± 0.54
07/02/2003	1.06 ± 0.51	0.32 ± 0.15	0.96 ± 0.51
08/02/2003	1.02 ± 0.34	0.33 ± 0.13	0.89 ± 0.40
09/02/2003	1.00 ± 0.27	0.36 ± 0.09	0.87 ± 0.32

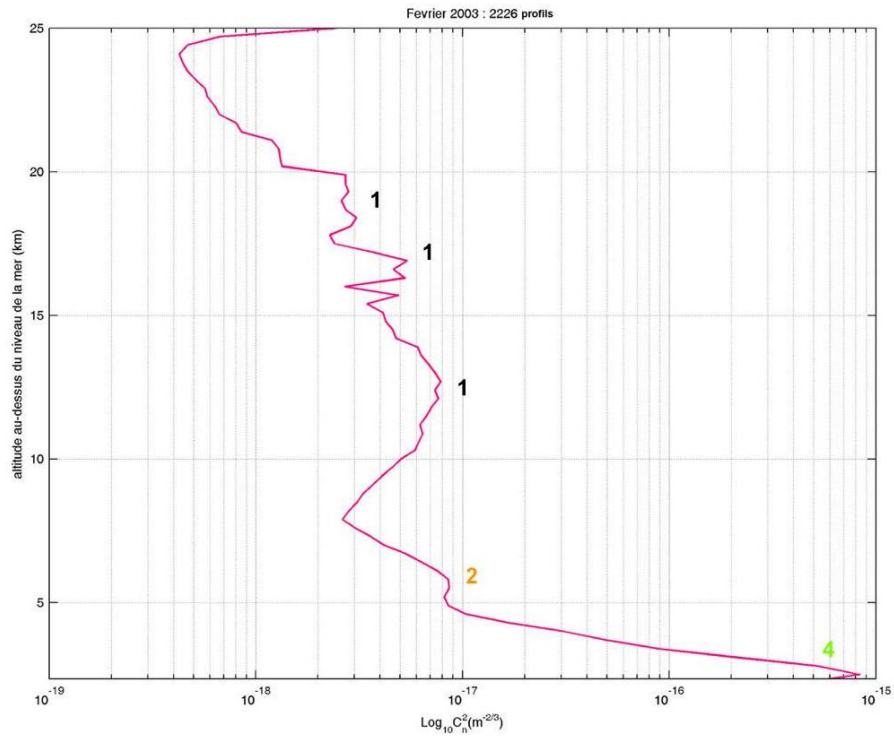


FIG. 3.9 – Le profil $C_n^2(h)$ moyen sur le mois de Février 2003.

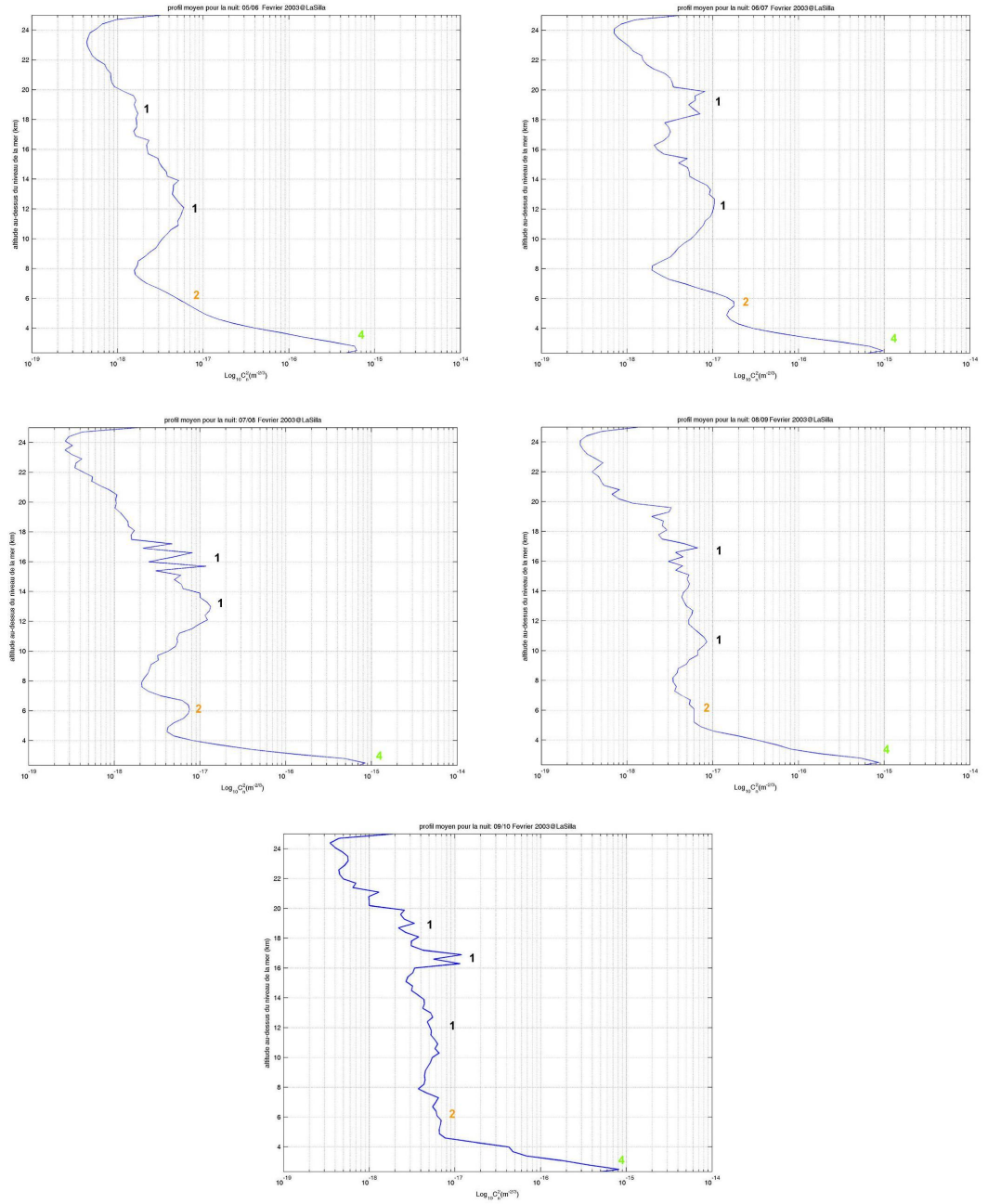


FIG. 3.10 – Les profils $C_n^2(h)$ moyens, nuit par nuit, pour Février 2003.

La statistique du seeing mois par mois est donnée dans la Table 3.7 aussi bien pour le DIMM que pour le SCIDAR Généralisé. La statistique de l'angle isoplanétique et du temps de cohérence est donnée dans la Table 3.8.

On constate que le seeing du SCIDAR Généralisé correspond assez bien aux mesures de DIMM pour les mois de Juillet 2002 et d'Octobre 2002, moins bien pour les mois d'Août 2002 et de Février 2003 mais reste quand même dans la barre d'erreur. En revanche, les mesures de DIMM en Novembre 2002 sont deux fois moins importantes que celles du SCIDAR Généralisé. On pourra l'expliquer par la présence d'une forte turbulence dans la couche limite de surface qui selon la statistique représente une contribution importante en Novembre : 1.95 arcsec par rapport au seeing total 2.12 arcsec. Par exemple, la nuit du 04/05 Novembre 2002 (Figure 3.28) montre une forte turbulence dans le premier kilomètre qui monte les valeurs de seeing de la couche limite ε_{bl} , en revanche, le seeing de l'atmosphère libre ε_{fa} , semble bien suivre l'évolution de seeing mesuré par le DIMM au cours de la nuit.

TAB. 3.6 – Les valeurs du seeing moyen et médian du SCIDAR Généralisé et du DIMM pour l'intégralité des observations effectuées à La Silla.

Seeing total	SG (arcsec)	DIMM (arcsec)
Nb mesures	5759	9985
Moyenne	1.20 \pm 0.54	0.94 \pm 0.30
Median	1.05	0.89

D'après la statistique générale pour 5 mois d'observations qui sont présentés dans la Table 3.6 pour le SCIDAR et le DIMM, on constate qu'il y a une faible différence entre les valeurs moyennes et médianes de seeing total mesurées par le SCIDAR Généralisé ε_{tot} et celui de DIMM ε_{dimm} qui est de l'ordre de 0.1 à 0.3 arcsec, tout ce qui reste dans les limites de leurs erreurs respectives. Les distributions cumulatives pour toutes les valeurs de seeing du SCIDAR Généralisé et du DIMM utilisées dans cette analyse sont présentées dans la Figure 3.11. Dans la Figure 3.12 je montre les distributions cumulatives pour le seeing de SCIDAR sans tenir compte des mesures faites en Novembre 2002 où on observe un grand écart avec les mesures faites par le DIMM.

En ce qui concerne la distribution de la turbulence optique, on constate la présence de 4 couches importantes, comme suit : la couche dans la tropopause centrée autour de l'altitude du jet-stream à 12km, très prononcée en Octobre 2002. Les couches à 8km, qui était plus intenses en Août 2002, et à 5km avec une présence importante en Juillet et en Août 2002, sont des couches probablement provoquées par des ondes de gravité dues à la topographie locale. La couche limite de surface est permanente et toujours très forte par rapport au reste d'atmosphère.

TAB. 3.7 – Les valeurs du seeing à La Silla : mesures de DIMM (ε_{dimm}) et calculées à partir des profils $C_n^2(h)$ du SCIDAR Généralisé (SG) ($\varepsilon_{SG(tot)}$, $\varepsilon_{SG(bl)}$, $\varepsilon_{SG(fa)}$, $\varepsilon_{SG(dm)}$), pour les mois de : Juillet 2002 (SG - 1144 profils ; DIMM - 2121 mesures) ; Août 2002 (SG - 759 profils ; DIMM - 1882 mesures) ; Octobre 2002 (SG - 397 profils ; DIMM - 2181 mesures) ; Novembre 2002 (SG - 739 profils ; DIMM - 1694 mesures) ; Février 2003 (SG - 2226 profils ; DIMM - 2107 mesures).

Juillet 2002 :

paramètre	moyen (")	median (")	std (")
ε_{dimm}	1.077	0.98	± 0.42
$\varepsilon_{SG(tot)}$	1.01	0.98	± 0.27
$\varepsilon_{SG(bl)}$	0.82	0.81	± 0.31
$\varepsilon_{SG(fa)}$	0.47	0.45	± 0.18

Août 2002 :

paramètre	moyen (")	median (")	std (")
ε_{dimm}	0.79	0.76	± 0.22
$\varepsilon_{SG(tot)}$	1.05	1.00	± 0.29
$\varepsilon_{SG(bl)}$	0.68	0.72	± 0.42
$\varepsilon_{SG(fa)}$	0.65	0.68	± 0.25

Octobre 2002 :

paramètre	moyen (")	median (")	std (")
ε_{dimm}	0.92	0.88	± 0.23
$\varepsilon_{SG(tot)}$	0.96	0.87	± 0.36
$\varepsilon_{SG(bl)}$	0.63	0.50	± 0.41
$\varepsilon_{SG(fa)}$	0.61	0.61	± 0.14

Novembre 2002 :

paramètre	moyen (")	median (")	std (")
ε_{dimm}	1.07	1.05	± 0.22
$\varepsilon_{SG(tot)}$	2.15	2.04	± 0.60
$\varepsilon_{SG(bl)}$	1.98	1.88	± 0.56
$\varepsilon_{SG(fa)}$	0.61	0.61	± 0.26

Février 2003 :

paramètre	moyen (")	median (")	std (")
ε_{dimm}	0.84	0.82	± 0.21
$\varepsilon_{SG(tot)}$	1.05	1.01	± 0.33
$\varepsilon_{SG(bl)}$	0.95	0.92	± 0.36
$\varepsilon_{SG(fa)}$	0.34	0.34	± 0.14

TAB. 3.8 – Angle isoplanétique et temps de cohérence à La Silla pour les mois de : Juillet 2002 (SG - 1144 profils) ; Août 2002 (SG - 759 profils) ; Octobre 2002 (SG - 397 profils) ; Novembre 2002 (SG - 739 profils) ; Février 2003 (SG - 2226 profils).

Juillet 2002 :

paramètre	moyen	median	std
$\theta_{ao}(\prime)$	2.57	2.48	± 1.00
$\theta_{si}(\prime)$	2.78	2.77	± 0.94
$\tau_{ao}(ms)$	2.81	2.40	± 1.16
$\tau_{si}(ms)$	3.30	2.85	± 1.41

Août 2002 :

paramètre	moyen	median	std
$\theta_{ao}(\prime)$	1.59	1.60	± 0.57
$\theta_{si}(\prime)$	2.50	2.13	± 2.07
$\tau_{ao}(ms)$	3.91	2.50	± 3.96
$\tau_{si}(ms)$	3.41	2.85	± 2.16

Octobre 2002 :

paramètre	moyen	median	std
$\theta_{ao}(\prime)$	1.28	1.23	± 0.31
$\theta_{si}(\prime)$	1.83	1.78	± 0.36
$\tau_{ao}(ms)$	2.91	3.10	± 0.80
$\tau_{si}(ms)$	3.55	3.60	± 1.09

Novembre 2002 :

paramètre	moyen	median	std
$\theta_{ao}(\prime)$	1.55	1.41	± 1.40
$\theta_{si}(\prime)$	1.42	1.31	± 2.25
$\tau_{ao}(ms)$	1.25	1.20	± 0.38
$\tau_{si}(ms)$	1.45	1.40	± 0.44

Février 2003 :

paramètre	moyen	median	std
$\theta_{ao}(\prime)$	2.80	2.32	± 2.29
$\theta_{si}(\prime)$	3.06	2.39	± 4.21
$\tau_{ao}(ms)$	3.69	2.60	± 3.26
$\tau_{si}(ms)$	4.13	2.80	± 6.46

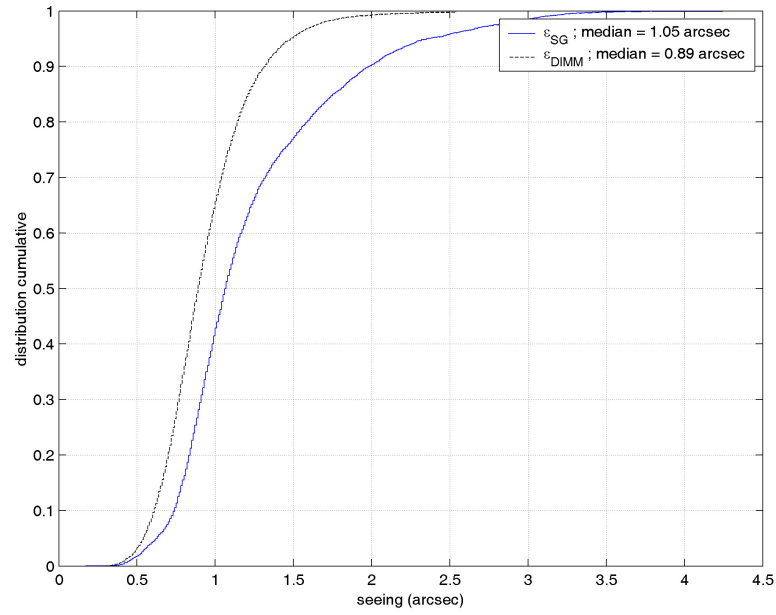


FIG. 3.11 – Comparaison des distributions cumulatives des valeurs du seeing calculées avec la méthode SCIDAR Généralisé et mesures du DIMM.

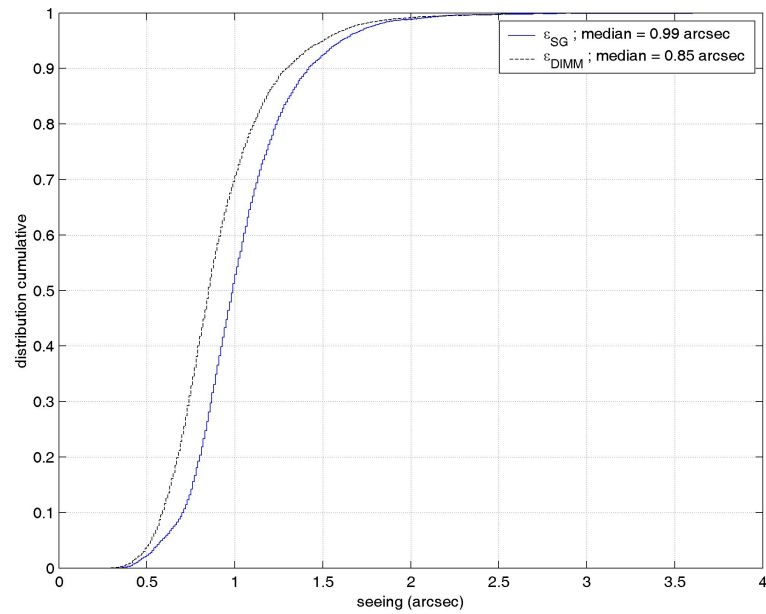


FIG. 3.12 – Comparaison des distributions cumulatives pour le seeing sans tenir compte des mesures faites en Novembre 2002 où on observe un écart important avec les mesures du DIMM.

Conclusion et perspectives

Mon travail de thèse se partage en deux parties principales :

- La première partie concerne la qualification du Dôme C sur le plateau Antarctique pour l'installation d'un observatoire astrophysique. Elle comprend l'analyse d'une base de données qui permet de mettre en avant les conditions exceptionnelles de ce site, tout en ne négligeant pas toutes les difficultés liées à son emplacement géographique.
- La deuxième partie propose d'évaluer les caractéristiques complètes de la turbulence optique au-dessus du site chilien de La Silla à partir des mesures effectuées par un profileur : le SCIDAR Généralisé pendant une période de cinq mois (du 11 Juillet 2002 au 10 Février 2003). Les résultats de cette campagne ont été comparés avec succès aux mesures effectuées par un instrument DIMM.

Qualification du Dôme C

Diverses expériences de qualification du Dôme C ont permis d'obtenir le plus précisément possible la statistique des paramètres clefs pour caractériser ce site Antarctique. L'étude de l'atmosphère a été entreprise en effectuant des sondages atmosphériques classiques (météo $P(h)$, $T(h)$, $V(h)$, $Rh(h)$) et encore mieux avec des sondes équipées de capteurs de micro-fluctuations thermiques qui permettent de mesurer en plus le paramètre de turbulence $C_T^2(h)$.

Environ 200 ballons météorologiques ont été lancés pendant les étés australs (2000 / 2004) et 55 sondes effectuant en plus les mesures de $C_T^2(h)$ pendant le premier hivernage à Concordia en 2005. Ceux qui sont lancés pendant l'été sont comparés aux ré-analyses simultanées du modèle européen ECMWF dont j'ai analysé les données sur deux années entières 2003 et 2004. La validation de ce modèle pour le Dôme C au moyen de la comparaison avec les mesures *in situ* était l'une des tâches principales de la première partie de cette étude qui s'est faite en collaboration avec les chercheurs du Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement de l'Université de Grenoble. En se trouvant au croisement de deux domaines scientifiques, l'astronomie et la météorologie, ce travail a permis d'exploiter plusieurs notions de la physique atmosphérique pour servir aux besoins des recherches astronomiques.

Le bilan de toutes les mesures et analyses faites à Dôme C a permis de particulariser ce site antarctique, et d'identifier ses caractéristiques les plus importantes pour certaines recherches astronomiques.

Pendant l'été austral : En premier lieu, les mesures des sondages montrent des vitesses de vent relativement faibles pratiquement à toutes altitudes au-dessus du plateau.

Ensuite, d'après la statistique obtenue à partir des profils de température, on a révélé une particularité locale intéressante et surtout très importante pour l'astronomie. On observe l'annulation du fort gradient thermique dans les premiers 100m, phénomène dû à la hauteur du soleil au-dessus de l'horizon. Ceci, avec une combinaison de faible gradient du vent explique l'amélioration du seeing qu'on observe par deux DIMM pendant l'après-midi local. Ici, les couches basses sont suffisamment réchauffées par le rayonnement solaire pour homogénéiser la température de l'air près du sol.

Pendant l'hiver austral : Pendant cette période la situation est très différente. A cause de l'absence du rayonnement solaire, on n'observe plus les variations diurnes du seeing tout au long de cette période (du 4 Mai jusqu'au 11 Août).

Une dégradation du seeing est très importante pendant l'hiver par rapport aux mesures faites en été. Elle est due, en particulier, à la turbulence dans une couche limite de basse altitude même si le gradient thermique reste toujours très fort et positif. Un gradient thermique positif est habituellement une garantie de stabilité (contre la convection). Mais

en fait, ce gradient n'est pas suffisamment stable pour contrebalancer le gradient dynamique concentré dans une couche assez mince (limitée à quelques dizaines de mètres d'épaisseur). La situation dans le reste de l'atmosphère est relativement stable puisque même l'hiver, l'atmosphère reste peu ventée jusqu'à 20km et la turbulence y est faible par rapport à la contribution de la couche limite près du sol dont la participation au seeing médiocre est proche de 90%.

Perspectives pour le Dôme C

Vent et couche limite *Le fait d'avoir les gradients du vent faibles permettra d'observer moins de turbulence optique sur tous les niveaux atmosphériques à l'exception de la couche limite où pendant l'hiver le gradient dynamique est suffisamment fort pour créer de la turbulence optique qui dégrade le seeing total. Le gradient du vent vertical est fort dans cette partie de l'atmosphère très près du sol mais la couche turbulente reste mince (environ 36m selon plusieurs estimations). Ceci permet d'espérer une correction relativement facile du front d'onde par les moyens de l'optique adaptative. D'autre part, statistiquement, le vent à l'intérieur de cette couche est relativement faible (valeur moyenne pour l'hiver : 3.3 m/s au sol à partir des mesures de la station météo (AWS) en 2006 et entre 5 et 7m/s dans les premiers 20m selon le modèle ECMWF pour 2003 et 2004) qui peut garantir la stabilité nécessaire pour la mécanique des futures grandes structures des instruments astronomiques. Et il faudra aussi prévoir les structures optiques qui seront moins dépendantes du fort gradient thermique dans les premiers 36m.*

Seeing *Le seeing exceptionnel qu'on observe pendant l'été austral représente une particularité unique au monde pour l'observation diurne. Associé au ciel exceptionnellement transparent (coronal) de 24 heures pendant de longues périodes, il favorise évidemment les observations solaires. De plus les conditions particulières de sécheresse et de froid permettent d'envisager, même de jour, certaines observations stellaires dans des fenêtres spectrales de l'infrarouge thermique qui sont inaccessibles partout ailleurs sur Terre.*

Le seeing d'hiver dépend surtout de la contribution de la turbulence dans la couche limite. La principale question posée aujourd'hui concerne cette couche limite : quels sont les instruments qui devront être installés au-dessus à au moins 36 mètres de hauteur ou ceux qui pourront résoudre efficacement le problème au moyen d'une optique adaptative GLAO. Il est extrêmement important d'étudier très en détail le comportement de cette couche limite, en fonction de la hauteur au-dessus du sol et de façon statistique pendant tout la nuit polaire.

Profilage et simulation de la turbulence atmosphérique *Grâce aux différentes techniques de profilage atmosphérique par les mesures, il est possible d'obtenir une information assez détaillée sur la distribution de la turbulence optique, avec une résolution verticale qui dépend de l'instrument, et jusqu'à 20 ou 30 km dans la stratosphère moyenne. D'autre part, la validation et donc l'exploitation du modèle au Dôme C permettra non seulement d'y faire de la prévision météorologique mais également des simulations de turbulence à partir des paramètres physiques des modèles fournis par les ré-analyses. Les mesures et la prévision de la turbulence atmosphérique vont permettre non seulement de calculer directement à partir des profils $C_n^2(h)$ et $V(h)$ le seeing, l'angle isoplanatique et le temps de cohérence pour optimiser les observations astronomiques mais aussi d'évaluer ces paramètres avec des conséquences importantes sur les systèmes d'optique adaptative des futurs télescopes.*

Qualification de La Silla

Dans le cadre général de la recherche des meilleurs sites pour le futur télescope européen, une campagne de mesures a été effectuée en 2002/2003 sur le site de l'ESO au Chili à l'observatoire de La Silla au moyen d'un profileur à étoile double - le SCIDAR Généralisé. Une importante quantité de données a été collectée pendant cette campagne. Ces données ont été réduites puis analysées pendant mon étude, ce qui représente la deuxième partie de ma thèse. L'information obtenue sur le profil vertical de la turbulence atmosphérique a été comparée aux mesures synchronisées de l'instrument DIMM automatisé (ESO) situé dans le même observatoire mais à une certaine distance de l'endroit d'observation du SCIDAR Généralisé. Ceci nous a permis de comparer ces deux techniques différentes. Cette comparaison a montré une bonne correspondance des valeurs du seeing total du SCIDAR Généralisé par rapport aux mesures du DIMM à l'exception de deux nuits en Novembre 2002.

La statistique des 5 mois d'observation à La Silla avec le SCIDAR Généralisé nous a permis également de découvrir plusieurs particularités importantes de ce site astronomique. Ces caractéristiques locales sont énumérées ci-après :

- I Présence de la couche turbulente au sol qui est pratiquement toujours plus forte que le reste de l'atmosphère ;
- II Les couches dues à la topographie locale qui se trouvent à 5 et 8 km au-dessus de la surface et sont une signature de l'observatoire de La Silla ;
- III Le changement saisonnier (été/automne/hiver) de l'intensité et de l'altitude du jet-stream ;
- IV Augmentation de la turbulence en Novembre 2002 par rapport au reste de la période observationnelle qui nécessite probablement plus de statistique pour savoir si c'est un phénomène saisonnier ou un "accident" météorologique particulier, et pouvoir faire un bilan complet de cette analyse.

Les valeurs du seeing, de l'angle d'isoplanétisme, du temps de cohérence et tous les profils verticaux de $C_n^2(h)$ et $V(h)$ obtenus dans cette campagne à La Silla représentent un moyen important non seulement pour décrire et prévoir la situation turbulente au-dessus de ce site mais également pour procéder à la simulation des systèmes d'optique adaptative afin de déterminer les limites observationnelles des futurs ELTs et spécialement pour l'OA.

Perspectives pour les ELTs

La technique du SCIDAR Généralisé permet de profiler la turbulence atmosphérique pour les futures études dans le cadre du programme ELTs Design Study. Un SCIDAR Généralisé fonctionne déjà à l'Observatoire de Roque Muchachos (Espagne) ainsi qu'au Paranal (Chili) dans le cadre du projet E-ELT. Dans ce contexte, mes résultats d'observations à La Silla, jamais faites auparavant sur une période si étendue, représentent une base de données importante pour cette étude. Dans les projets, on prévoit plusieurs améliorations importantes pour une meilleure utilisation de cette technique, comme par exemple dans le cas d'observations en Antarctique. D'autre part, pour améliorer la qualité d'une telle base de données il nous faudra :

- accumuler les observations pour obtenir une statistique plus riche tout au long d'année ;
- améliorer les algorithmes de réduction des données du SCIDAR Généralisé, en testant d'autres méthodes d'inversion pour la reconstruction des profils $C_n^2(h)$;
- développer une interface pour le logiciel de réduction en temps réel, de manière à satisfaire les besoins de l'optique d'adaptative.

Les techniques de profilage vertical de la turbulence atmosphérique rentrent désormais dans le cadre des programmes d'optique adaptative (GLAO et MCAO) qui sont surtout destinés aux futurs

télescopes géants, les ELTs. Les futures observations in situ dans différents endroits géographiques permettront d'évaluer au mieux les différents sites astronomiques pour garantir le meilleur choix parmi plusieurs candidats proposés. Cette étude permettra également d'améliorer et de généraliser nos connaissances de la turbulence atmosphérique et de l'atmosphère elle-même.

ANNEXE

Information détaillée sur les mesures de SCIDAR Généralisé à La Silla.

Abréviations pour les étoiles binaires (Table 2) utilisées pour l'identification du fichier d'entrée ([nom d'étoile] [jour] [mois].NNN) dans la colonne 5 (File name) :

36 Oph (oph)

θ Eri (hip)

α Crux (acr)

ζ Aqr (zaq)

TAB. 3.9 – Nuit du 11/12 Juillet 2002 - Figure 3.13

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run092	40	12/Jul/2002	04 :58	oph11j.000	-2.90	25
Run093	40	12/Jul/2002	05 :10	oph11j.001	-2.90	29
Run094	40	12/Jul/2002	05 :39	oph11j.002	-2.90	32
Run095	2	12/Jul/2002	05 :41	oph11j.003	-2.90	34
Run098	2	12/Jul/2002	09 :16	hip11j.000	-2.90	44
Run099	2	12/Jul/2002	09 :19	hip11j.001	-2.90	44
Run100	40	12/Jul/2002	09 :36	hip11j.002	-2.90	44
Run101	40	12/Jul/2002	09 :55	hip11j.003	-2.90	40

TAB. 3.10 – Nuit du 12/13 Juillet 2002 - Figure 3.14

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run103	40	12/Jul/2002	23 :51	acr12j.000	-2.90	37
Run104	40	13/Jul/2002	00 :11	acr12j.001	-2.90	39
Run106	40	13/Jul/2002	00 :55	acr12j.002	-2.90	43
Run107	40	13/Jul/2002	01 :12	acr12j.003	-2.90	44
Run108	40	13/Jul/2002	01 :31	acr12j.004	-2.90	46
Run109	27	13/Jul/2002	01 :53	oph12j.000	-2.90	14
Run110	40	13/Jul/2002	02 :27	oph12j.001	-2.90	11
Run111	40	13/Jul/2002	02 :46	oph12j.002	-2.90	8
Run114	2	13/Jul/2002	03 :09	oph12j.003	-2.90	4
Run115	40	13/Jul/2002	03 :29	oph12j.004	-2.90	4
Run116	40	13/Jul/2002	03 :41	oph12j.005	-2.90	11
Run118	40	13/Jul/2002	04 :15	oph12j.006	-0.96	16
Run119	40	13/Jul/2002	04 :34	oph12j.007	-2.90	21
Run120	40	13/Jul/2002	04 :45	oph12j.008	-2.90	28
Run121	2	13/Jul/2002	04 :58	oph12j.009	-2.90	29
Run122	40	13/Jul/2002	05 :09	oph12j.010	-2.90	29
Run124	40	13/Jul/2002	05 :48	oph12j.011	-2.90	36
Run125	40	13/Jul/2002	06 :01	oph12j.012	-2.90	40

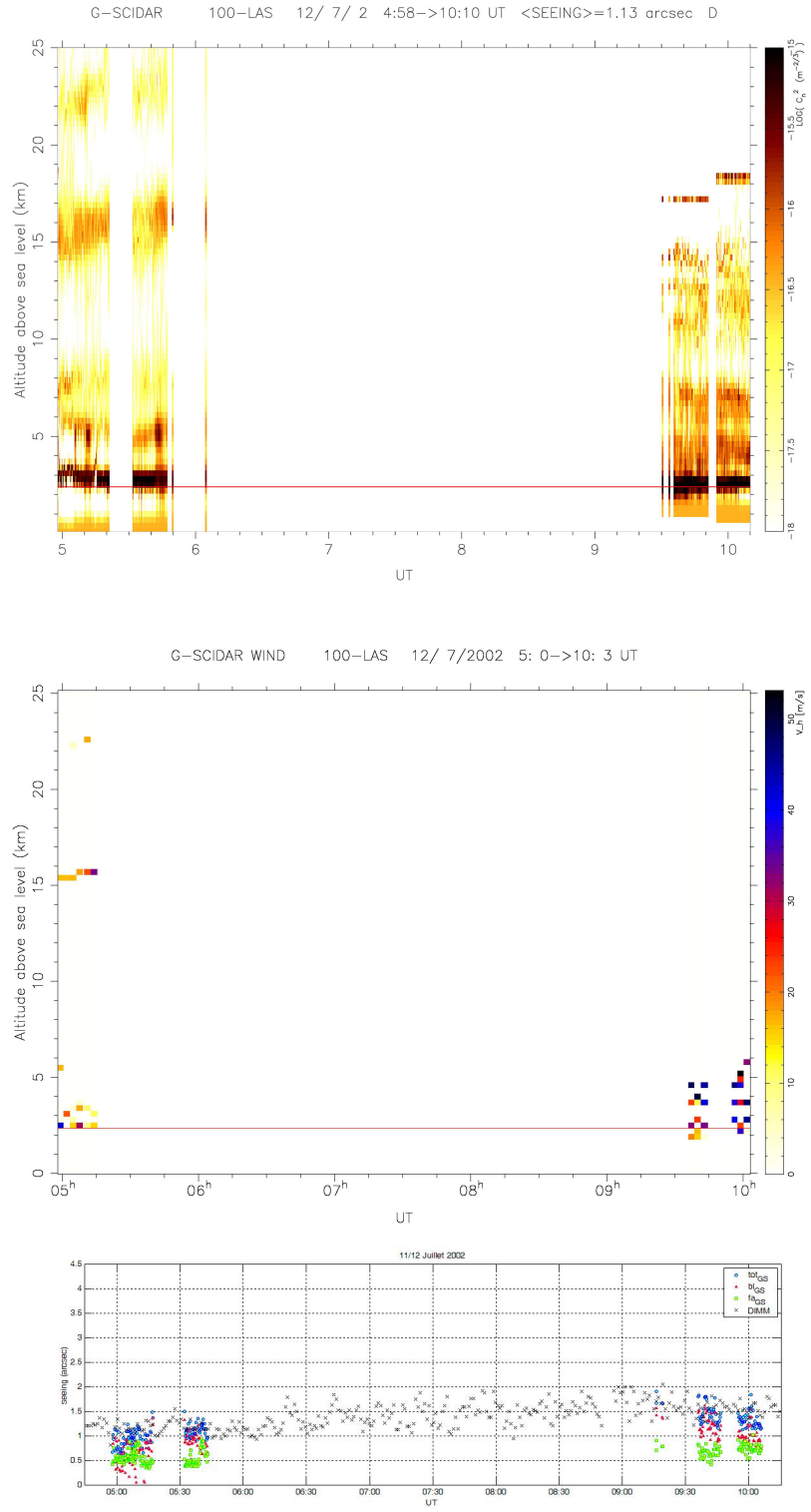


FIG. 3.13 – Nuit du 11/12 Juillet 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

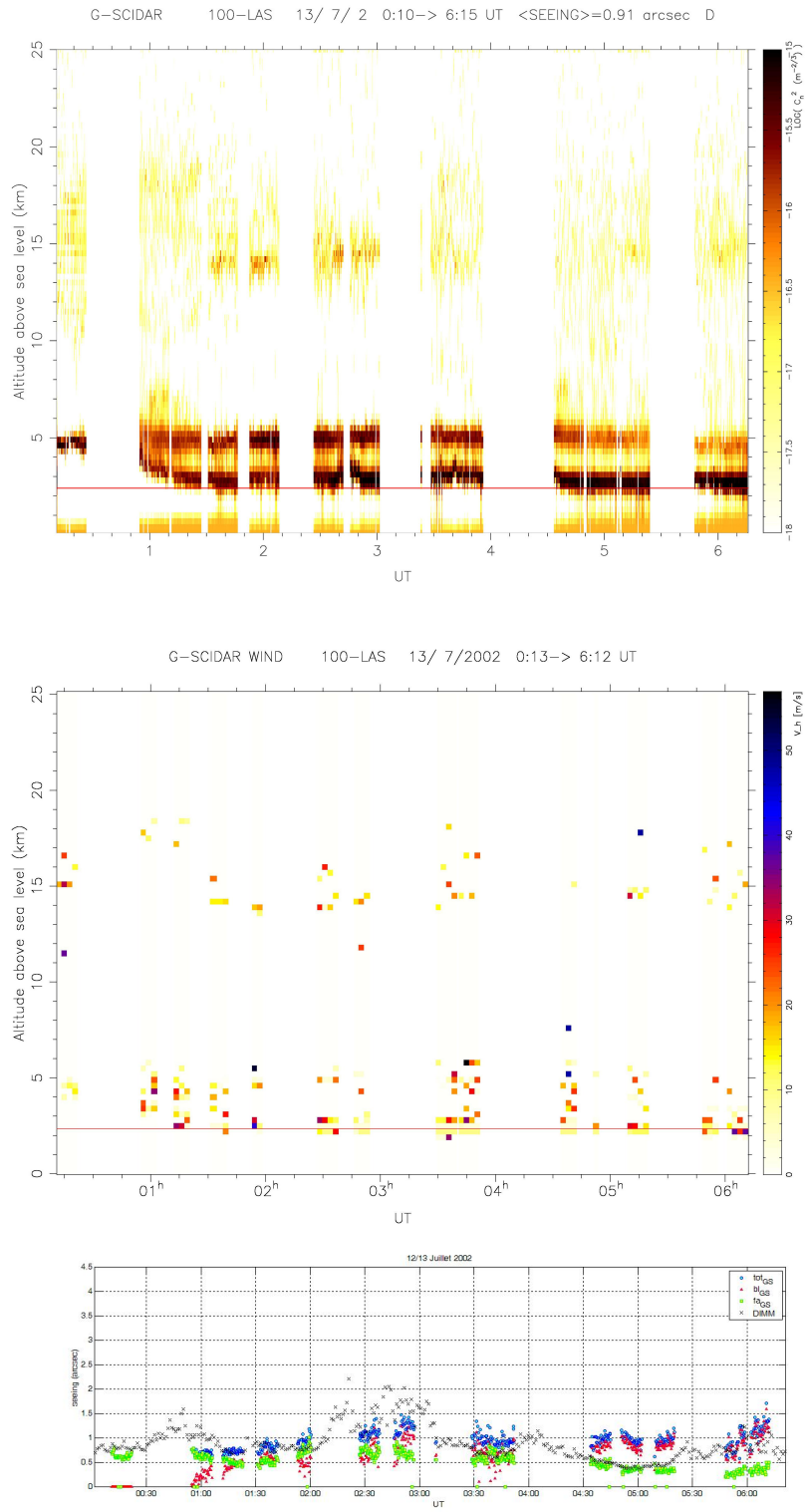


FIG. 3.14 – Nuit du 12/13 Juillet 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\epsilon(t)$

TAB. 3.11 – Nuit du 13/14 Juillet 2002 - Figure 3.15

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run126	40	13/Jul/2002	23 :12	acr13j.000	-2.90	35
Run127	2	13/Jul/2002	23 :24	acr13j.001	-2.90	36
Run128	20	13/Jul/2002	23 :26	acr13j.002	-2.90	36
Run129	40	14/Jul/2002	00 :07	acr13j.003	-2.90	39
Run131	40	14/Jul/2002	00 :48	acr13j.004	-2.90	41
Run132	40	14/Jul/2002	01 :07	acr13j.005	-2.90	43
Run133	40	14/Jul/2002	01 :25	acr13j.006	-2.90	45
Run134	40	14/Jul/2002	01 :49	oph13j.000	-2.90	19
Run136	40	14/Jul/2002	02 :26	oph13j.001	-4.84	11
Run137	40	14/Jul/2002	02 :49	oph13j.002	-1.73	8
Run138	40	14/Jul/2002	03 :02	oph13j.003	-0.96	6
Run139	40	14/Jul/2002	03 :19	oph13j.004	-2.90	4
Run140	40	14/Jul/2002	03 :38	oph13j.005	-2.90	11
Run141	40	14/Jul/2002	03 :55	oph13j.006	-2.90	14
Run142	40	14/Jul/2002	04 :13	oph13j.007	-2.90	15
Run143	4	14/Jul/2002	04 :25	oph13j.008	-2.90	21
Run144	40	14/Jul/2002	04 :44	oph13j.009	-2.90	23

TAB. 3.12 – Nuit du 25/26 Juillet 2002 - Figure 3.16

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run151	2	26/Jul/2002	01 :18	acr25j.000	-2.90	50
Run154	2	26/Jul/2002	02 :07	oph25j.000	-2.90	0
Run155	20	26/Jul/2002	02 :18	oph25j.001	-2.90	0
Run156	20	26/Jul/2002	02 :34	oph25j.002	-2.90	5
Run157	20	26/Jul/2002	02 :47	oph25j.003	-2.90	11
Run158	20	26/Jul/2002	03 :02	oph25j.004	-2.90	15
Run159	2	26/Jul/2002	05 :52	oph25j.005	-2.90	52
Run160	20	26/Jul/2002	06 :15	oph25j.006	-2.90	55
Run161	20	26/Jul/2002	06 :30	oph25j.007	-2.90	60
Run162	20	26/Jul/2002	06 :46	oph25j.008	-2.90	63
Run163	20	26/Jul/2002	09 :09	hip25j.000	-2.90	32
Run164	20	26/Jul/2002	09 :26	hip25j.001	-2.90	29
Run165	20	26/Jul/2002	09 :40	hip25j.002	-2.90	26

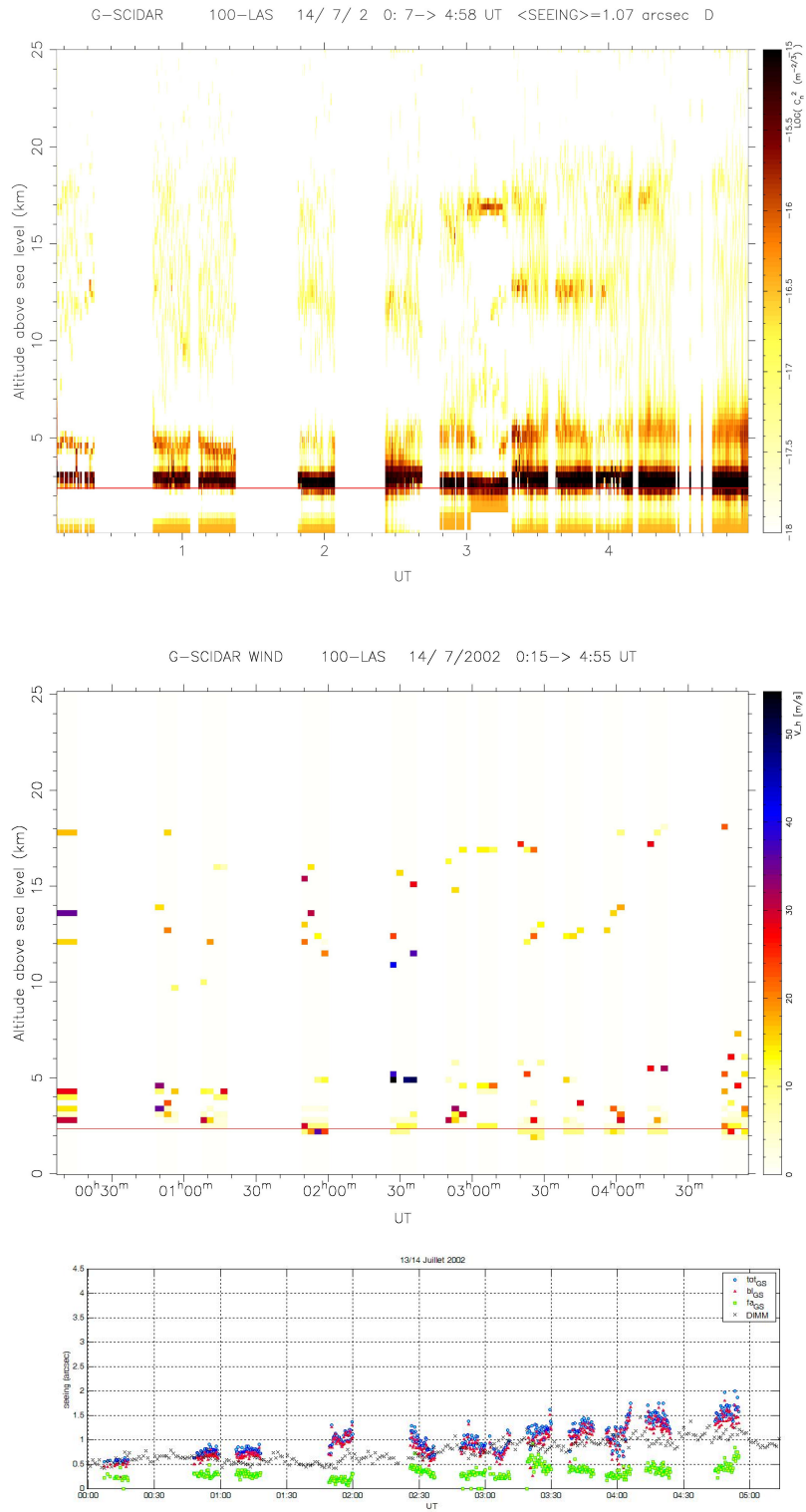


FIG. 3.15 – Nuit du 13/14 Juillet 2002 : 1 - profiles $C_n^2(h, t)$; 2 - profiles $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

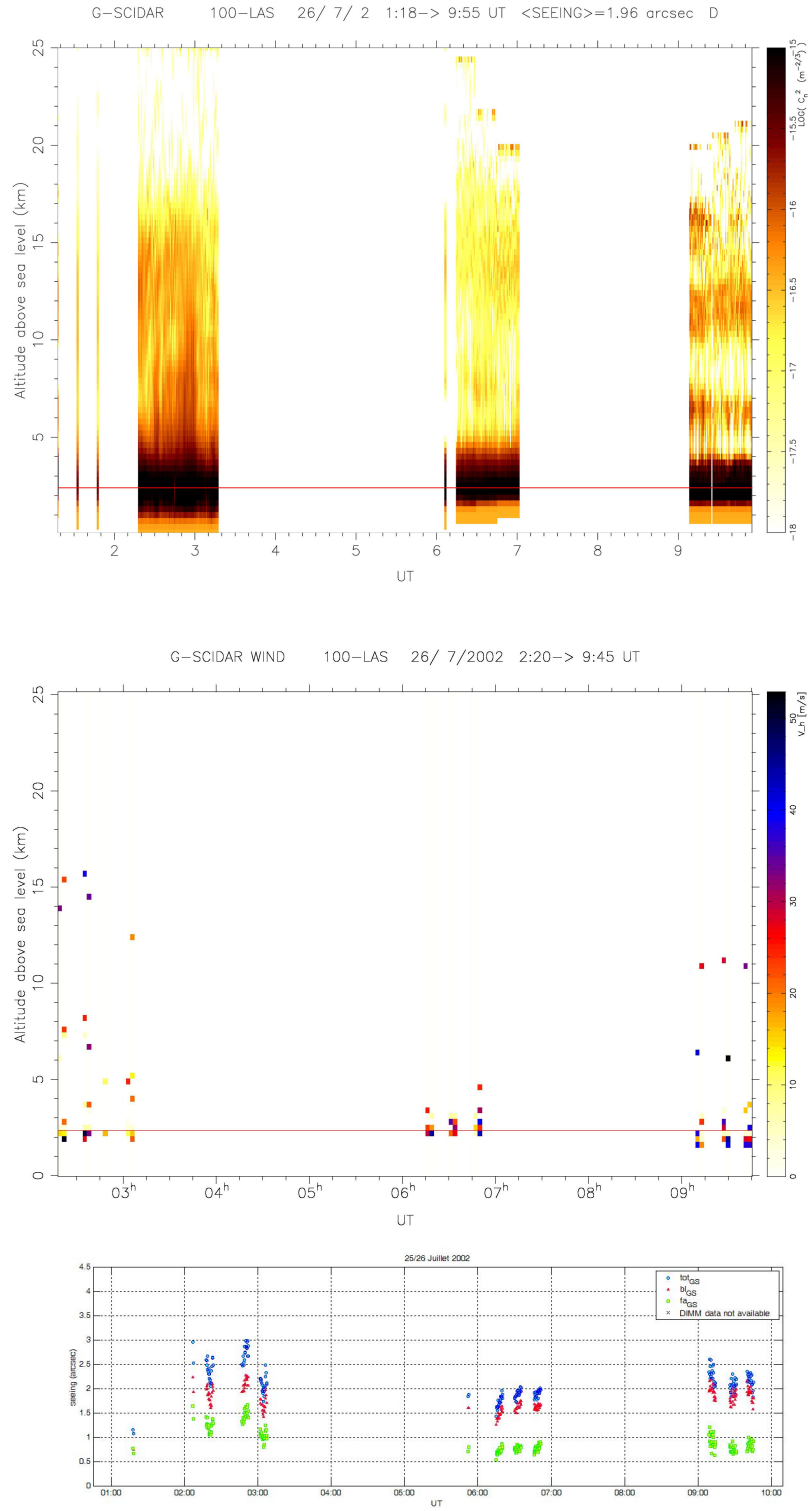


FIG. 3.16 – Nuit du 25/26 Juillet 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

TAB. 3.13 – Nuit du 26/27 Juillet 2002 - Figure 3.17

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run168	20	27/Jul/2002	00 :24	acr26j.000	-2.90	47
Run169	20	27/Jul/2002	00 :38	acr26j.001	-2.90	48
Run171	2	27/Jul/2002	01 :06	oph26j.000	-2.90	9
Run172	20	27/Jul/2002	01 :16	oph26j.001	-2.90	9
Run173	20	27/Jul/2002	01 :40	oph26j.002	-2.90	5
Run174	20	27/Jul/2002	02 :15	oph26j.003	-2.90	3
Run175	2	27/Jul/2002	02 :21	oph26j.004	-2.90	9
Run176	20	27/Jul/2002	02 :50	oph26j.005	-2.90	9
Run177	20	27/Jul/2002	03 :26	oph26j.006	-2.90	16
Run178	20	27/Jul/2002	03 :59	oph26j.007	-2.90	24
Run180	1	27/Jul/2002	04 :39	oph26j.008	-2.90	38
Run181	1	27/Jul/2002	04 :42	oph26j.009	-2.90	38
Run182	10	27/Jul/2002	04 :45	oph26j.010	-2.90	41
Run184	2	27/Jul/2002	09 :12	hip26j.000	-2.90	31
Run185	2	27/Jul/2002	09 :18	hip26j.001	-2.90	30
Run186	20	27/Jul/2002	09 :43	hip26j.002	-2.90	28
Run187	20	27/Jul/2002	10 :13	hip26j.003	-2.90	22

TAB. 3.14 – Nuit du 27/28 Juillet 2002 - Figure 3.18

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run189	2	28/Jul/2002	03 :50	oph27j.000	-8.72	21
Run190	2	28/Jul/2002	04 :01	oph27j.001	-1.73	21
Run191	20	28/Jul/2002	04 :20	oph27j.002	-1.73	32
Run195	20	28/Jul/2002	05 :14	oph27j.003	-1.73	43
Run196	20	28/Jul/2002	05 :28	oph27j.004	-1.73	48
Run197	2	28/Jul/2002	05 :34	oph27j.005	-1.73	51
Run198	2	28/Jul/2002	05 :35	oph27j.006	-8.72	51
Run199	2	28/Jul/2002	05 :38	oph27j.007	-8.72	51
Run200	2	28/Jul/2002	09 :12	hip27j.000	-8.72	29
Run201	2	28/Jul/2002	09 :18	hip27j.001	-1.73	27
Run202	20	28/Jul/2002	09 :23	hip27j.002	-1.73	27
Run205	20	28/Jul/2002	10 :21	hip27j.003	-1.73	18

TAB. 3.15 – Nuit du 28/29 Juillet 2002 - Figure 3.19

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run209	2	29/Jul/2002	02 :26	oph28j.000	-0.96	12
Run210	20	29/Jul/2002	02 :33	oph28j.001	-0.96	13
Run211	20	29/Jul/2002	02 :40	oph28j.002	-2.90	14
Run212	14	29/Jul/2002	02 :46	oph28j.003	-2.90	15

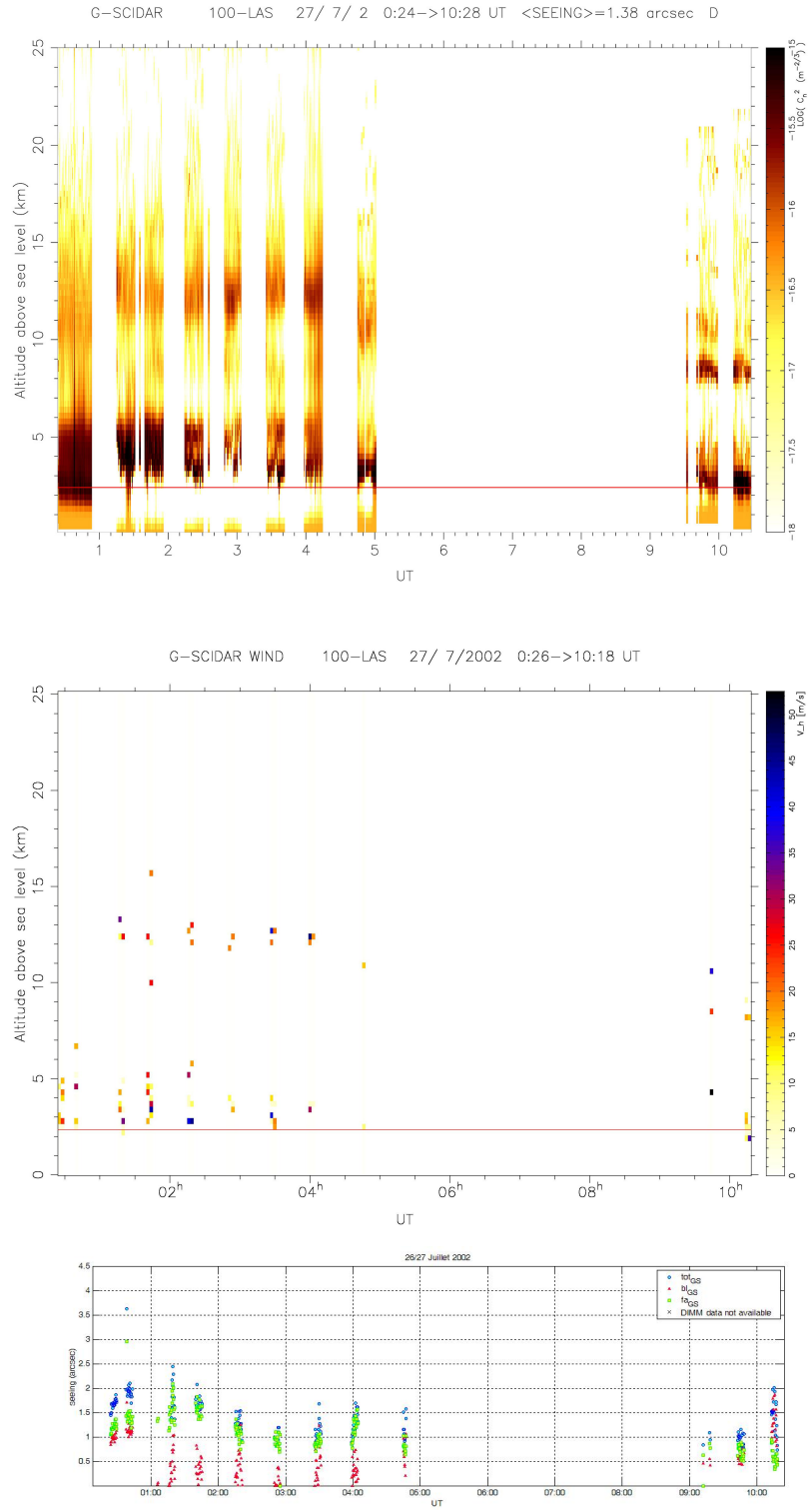


FIG. 3.17 – Nuit du 26/27 Juillet 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

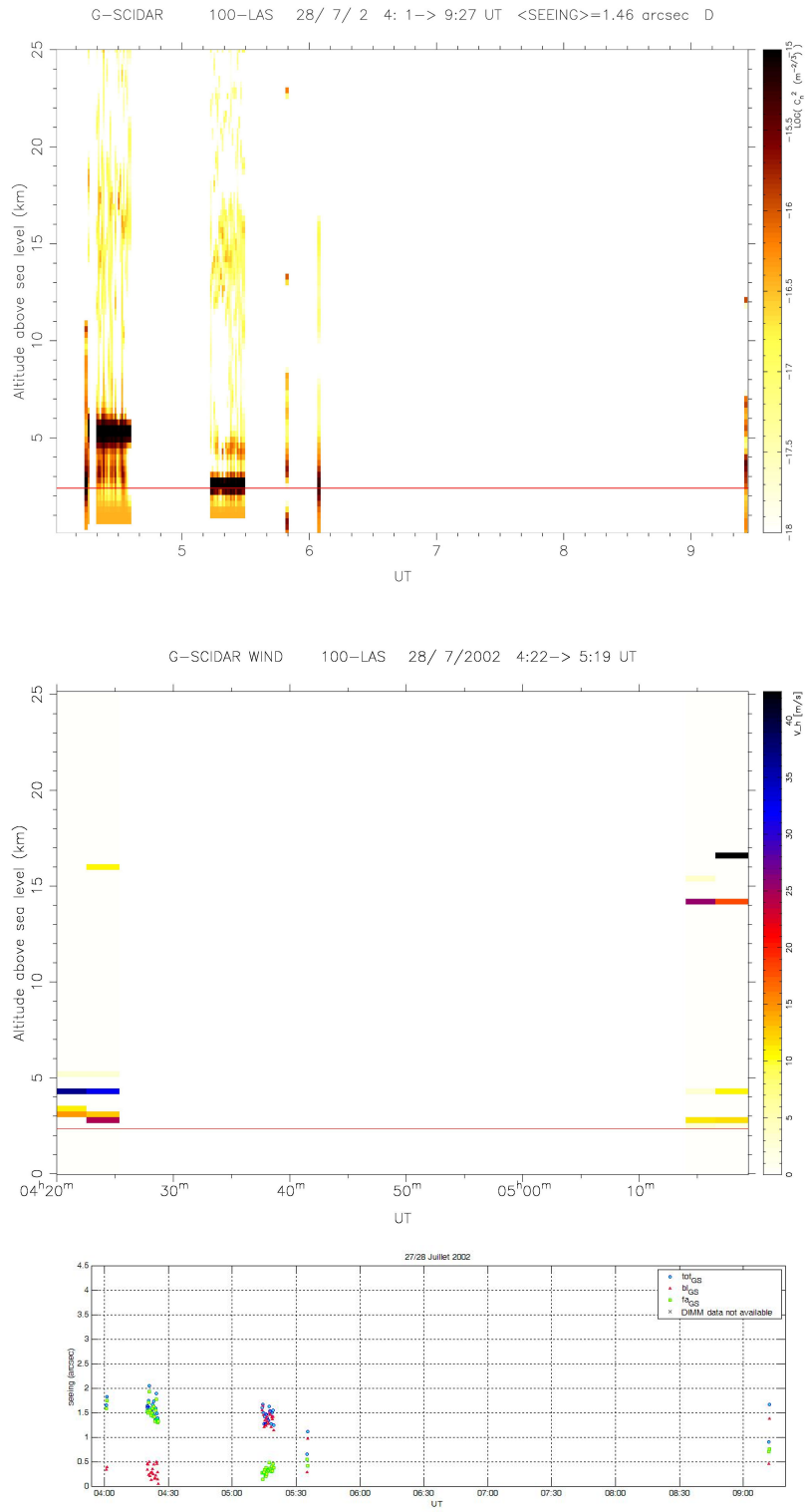
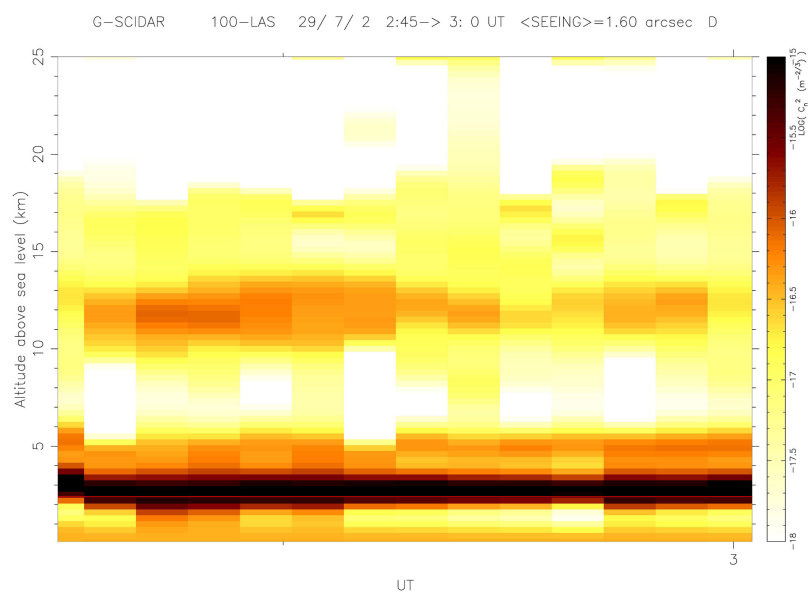


FIG. 3.18 – Nuit du 27/28 Juillet 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$



Vent indétectable

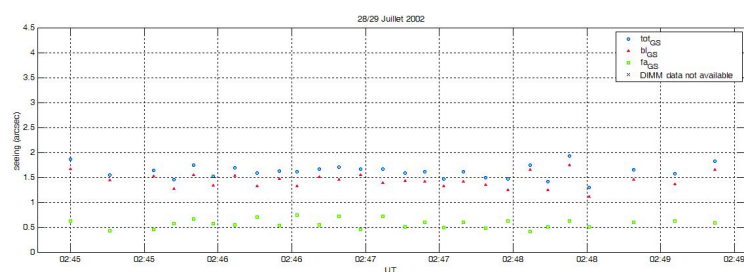


FIG. 3.19 – Nuit du 28/29 Juillet 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

TAB. 3.16 – **Nuit du 09/10 Août 2002** - Figure 3.20

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run227	2	10/Aug/2002	03 :09	oph09a.000	-2.90	21
Run228	20	10/Aug/2002	03 :21	oph09a.001	-2.90	32
Run229	20	10/Aug/2002	03 :28	oph09a.002	-2.90	34
Run230	20	10/Aug/2002	03 :35	oph09a.003	-2.90	36
Run231	20	10/Aug/2002	03 :42	oph09a.004	-2.90	38
Run232	20	10/Aug/2002	03 :49	oph09a.005	-2.90	39
Run233	2	10/Aug/2002	10 :23	hip09a.000	-2.90	11
Run235	20	10/Aug/2002	10 :32	hip09a.002	-2.90	12
Run236	20	10/Aug/2002	10 :38	hip09a.003	-2.90	12
Run237	2	10/Aug/2002	11 :31	acr09a.000	-2.90	47

TAB. 3.17 – **Nuit du 10/11 Août 2002** - Figure 3.21

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run239	2	11/Aug/2002	01 :04	oph10a.000	-2.90	5
Run241	20	11/Aug/2002	01 :24	oph10a.002	-2.90	8
Run242	20	11/Aug/2002	01 :30	oph10a.003	-2.90	9
Run243	20	11/Aug/2002	01 :36	oph10a.004	-2.90	10
Run244	20	11/Aug/2002	01 :42	oph10a.005	-2.90	12
Run245	20	11/Aug/2002	01 :48	oph10a.006	-2.90	13
Run246	20	11/Aug/2002	01 :54	oph10a.007	-2.90	15
Run247	20	11/Aug/2002	02 :08	oph10a.008	-2.90	18
Run248	20	11/Aug/2002	02 :14	oph10a.009	-2.90	18
Run249	20	11/Aug/2002	02 :20	oph10a.010	-2.90	18
Run250	20	11/Aug/2002	02 :25	oph10a.011	-2.90	19
Run251	20	11/Aug/2002	02 :35	oph10a.012	-2.90	23
Run252	20	11/Aug/2002	02 :42	oph10a.013	-2.90	24
Run253	20	11/Aug/2002	02 :49	oph10a.014	-2.90	25
Run254	1	11/Aug/2002	03 :35	oph10a.015	-2.90	35
Run255	20	11/Aug/2002	03 :38	oph10a.016	-2.90	36
Run256	20	11/Aug/2002	03 :44	oph10a.017	-2.90	39
Run257	2	11/Aug/2002	03 :50	oph10a.018	-2.90	40

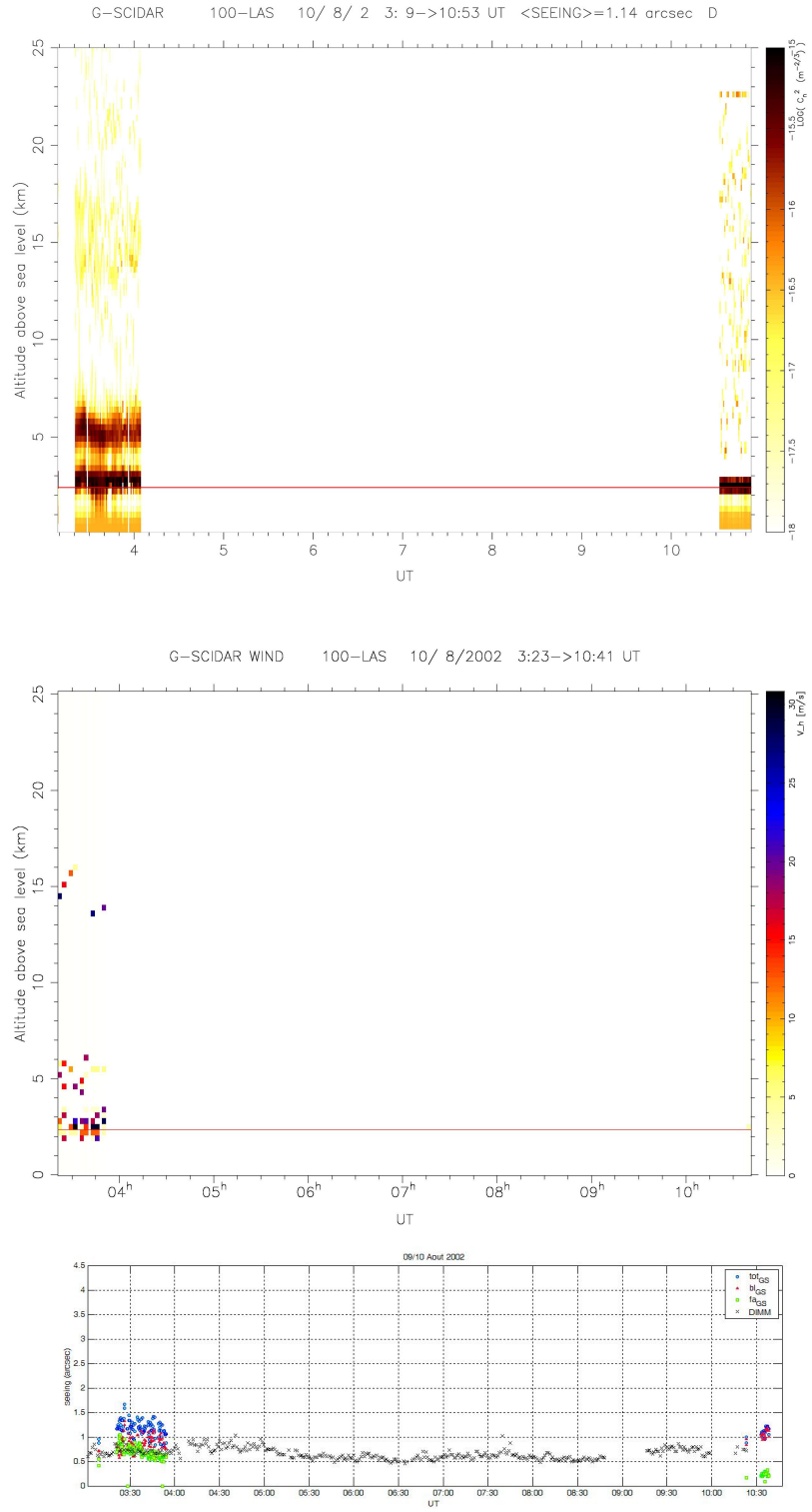


FIG. 3.20 – Nuit du 09/10 Août 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

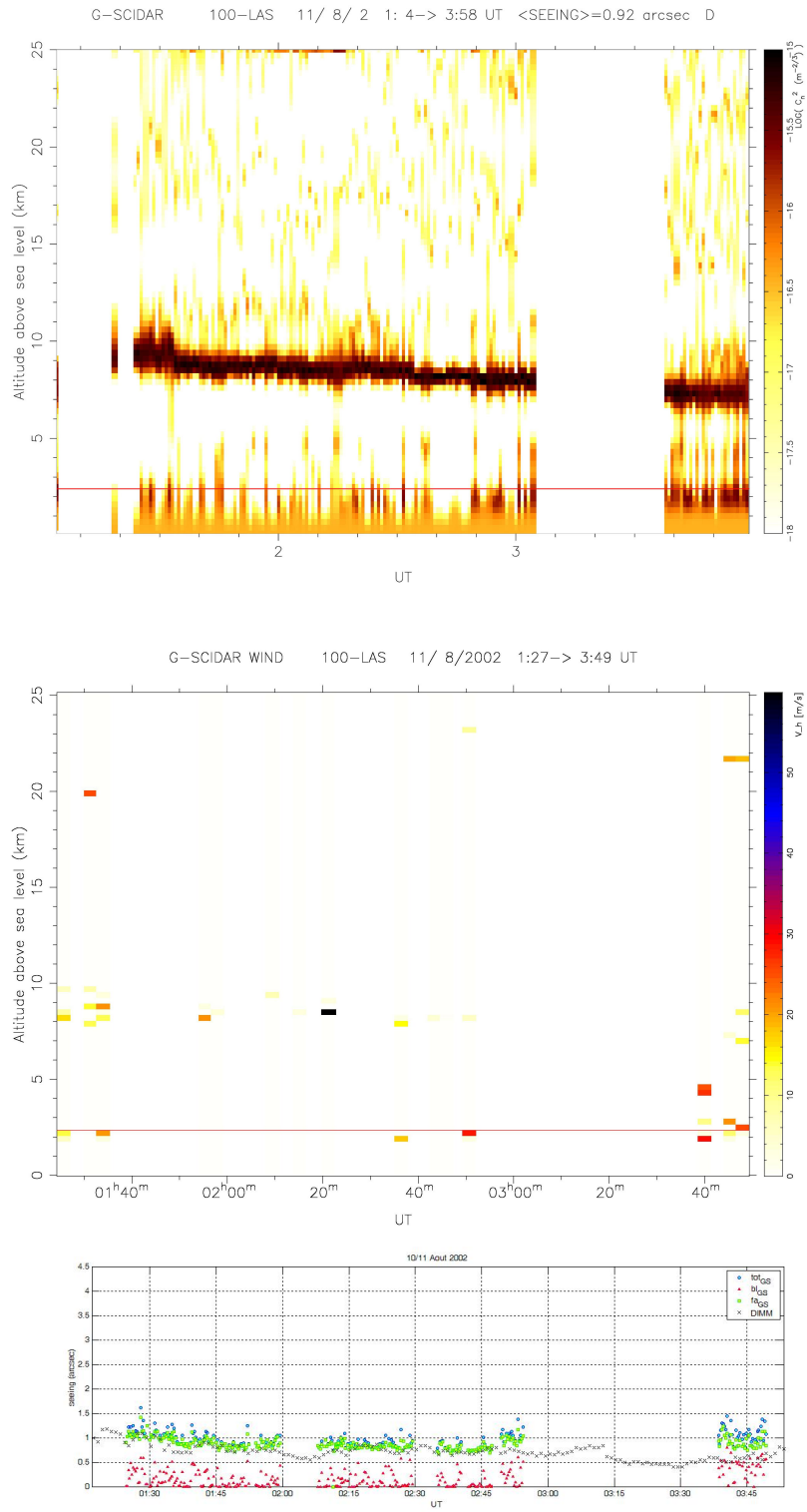


FIG. 3.21 – Nuit du 10/11 Août 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

TAB. 3.18 – **Nuit du 12/13 Août 2002** - Figure 3.22

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run295	2	13/Aug/2002	00 :07	acr12a.000	-2.90	53
Run297	20	13/Aug/2002	00 :17	acr12a.001	-2.90	54
Run298	20	13/Aug/2002	00 :24	acr12a.002	-2.90	54
Run299	20	13/Aug/2002	00 :30	acr12a.003	-2.90	55
Run300	20	13/Aug/2002	00 :36	acr12a.004	-2.90	56
Run301	2	13/Aug/2002	01 :03	oph12a.000	-2.90	5
Run303	20	13/Aug/2002	01 :13	oph12a.001	-2.90	8
Run304	20	13/Aug/2002	01 :20	oph12a.002	-2.90	9
Run305	20	13/Aug/2002	01 :27	oph12a.003	-2.90	10
Run306	20	13/Aug/2002	01 :33	oph12a.004	-2.90	11
Run307	20	13/Aug/2002	01 :42	oph12a.005	-2.90	14
Run308	20	13/Aug/2002	01 :48	oph12a.006	-2.90	15
Run309	20	13/Aug/2002	01 :54	oph12a.007	-2.90	17
Run310	20	13/Aug/2002	02 :10	oph12a.008	-2.90	20
Run311	20	13/Aug/2002	02 :16	oph12a.009	-2.90	22
Run312	20	13/Aug/2002	03 :22	oph12a.010	-2.90	35
Run313	20	13/Aug/2002	03 :28	oph12a.011	-2.90	36
Run314	20	13/Aug/2002	03 :34	oph12a.012	-2.90	38
Run315	20	13/Aug/2002	03 :40	oph12a.013	-2.90	40
Run316	20	13/Aug/2002	03 :46	oph12a.014	-2.90	41
Run317	20	13/Aug/2002	03 :57	oph12a.015	-2.90	43
Run318	20	13/Aug/2002	04 :05	oph12a.016	-2.90	44

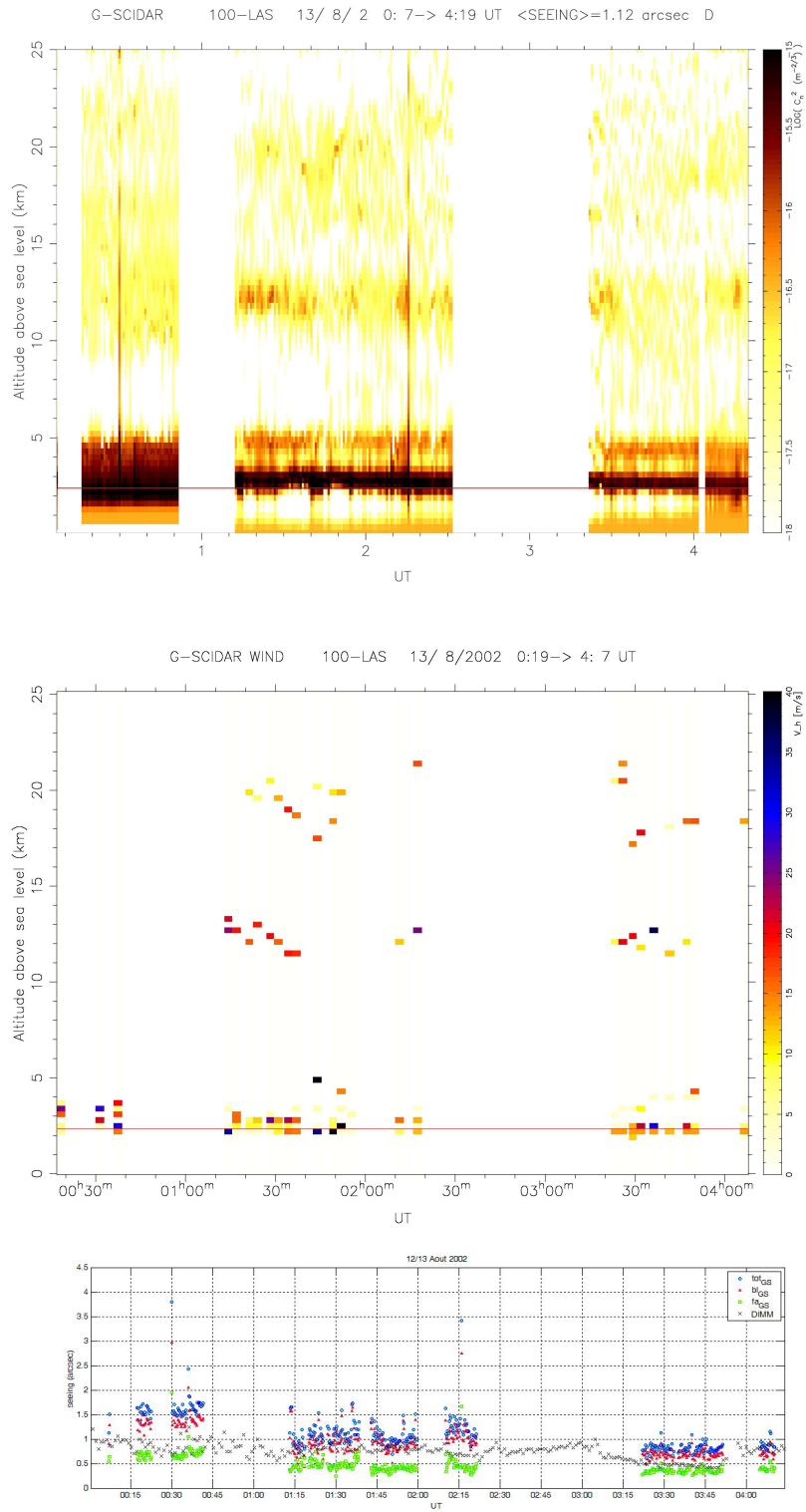


FIG. 3.22 – Nuit du 12/13 Août 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

TAB. 3.19 – Nuit du 09/10 Octobre 2002 - Figure 3.23

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run396	2	10/Oct/2002	02 :43	zaq09o.000	-0.96	30
Run399	2	10/Oct/2002	03 :10	zaq09o.001	-0.96	30
Run400	2	10/Oct/2002	03 :12	zaq09o.002	-1.73	31
Run401	2	10/Oct/2002	03 :14	zaq09o.003	-2.90	31
Run402	2	10/Oct/2002	03 :17	zaq09o.004	-4.84	31
Run403	2	10/Oct/2002	03 :19	zaq09o.005	-8.72	34
Run404	2	10/Oct/2002	03 :30	zaq09o.006	-8.72	36
Run405	2	10/Oct/2002	03 :34	zaq09o.007	-4.84	37
Run406	2	10/Oct/2002	03 :36	zaq09o.008	-2.90	37
Run407	2	10/Oct/2002	03 :39	zaq09o.009	-1.73	37
Run408	2	10/Oct/2002	03 :43	zaq09o.010	-0.96	38
Run411	2	10/Oct/2002	04 :04	hip09o.000	-0.96	32
Run412	2	10/Oct/2002	04 :08	hip09o.001	-1.73	32
Run413	2	10/Oct/2002	04 :13	hip09o.002	-0.96	30
Run415	2	10/Oct/2002	04 :19	hip09o.003	-0.96	30

TAB. 3.20 – Nuit du 10/11 Octobre 2002 - Figure 3.24

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run416	2	11/Oct/2002	03 :11	zaq10o.000	-1.73	34
Run417	10	11/Oct/2002	03 :16	zaq10o.001	-1.73	34
Run418	2	11/Oct/2002	03 :23	hip10o.000	-1.73	38
Run419	10	11/Oct/2002	03 :27	hip10o.001	-1.73	38
Run420	2	11/Oct/2002	03 :39	zaq10o.002	-1.73	38
Run421	10	11/Oct/2002	03 :44	zaq10o.003	-1.73	38

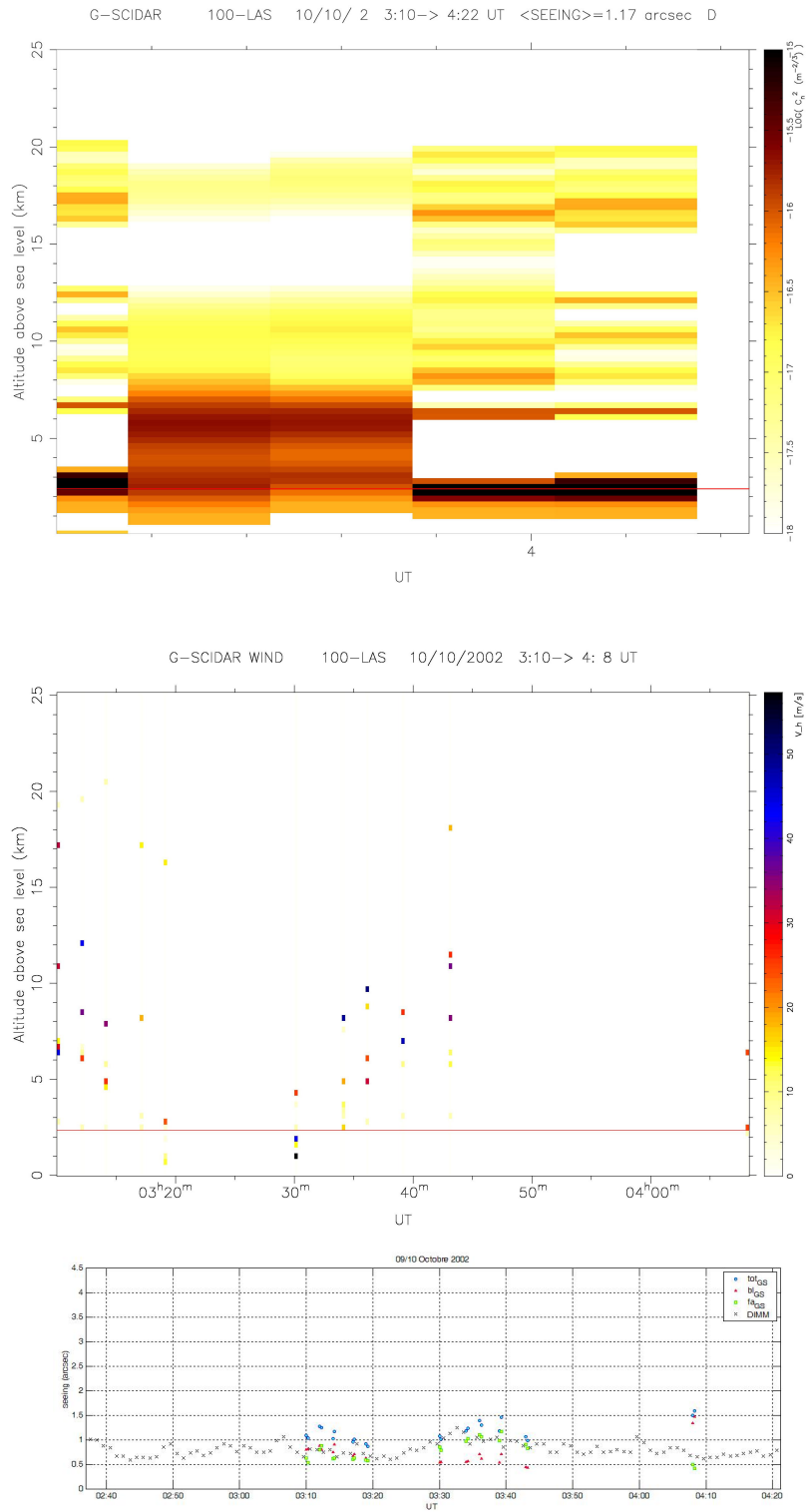


FIG. 3.23 – Nuit du 09/10 Octobre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\epsilon(t)$

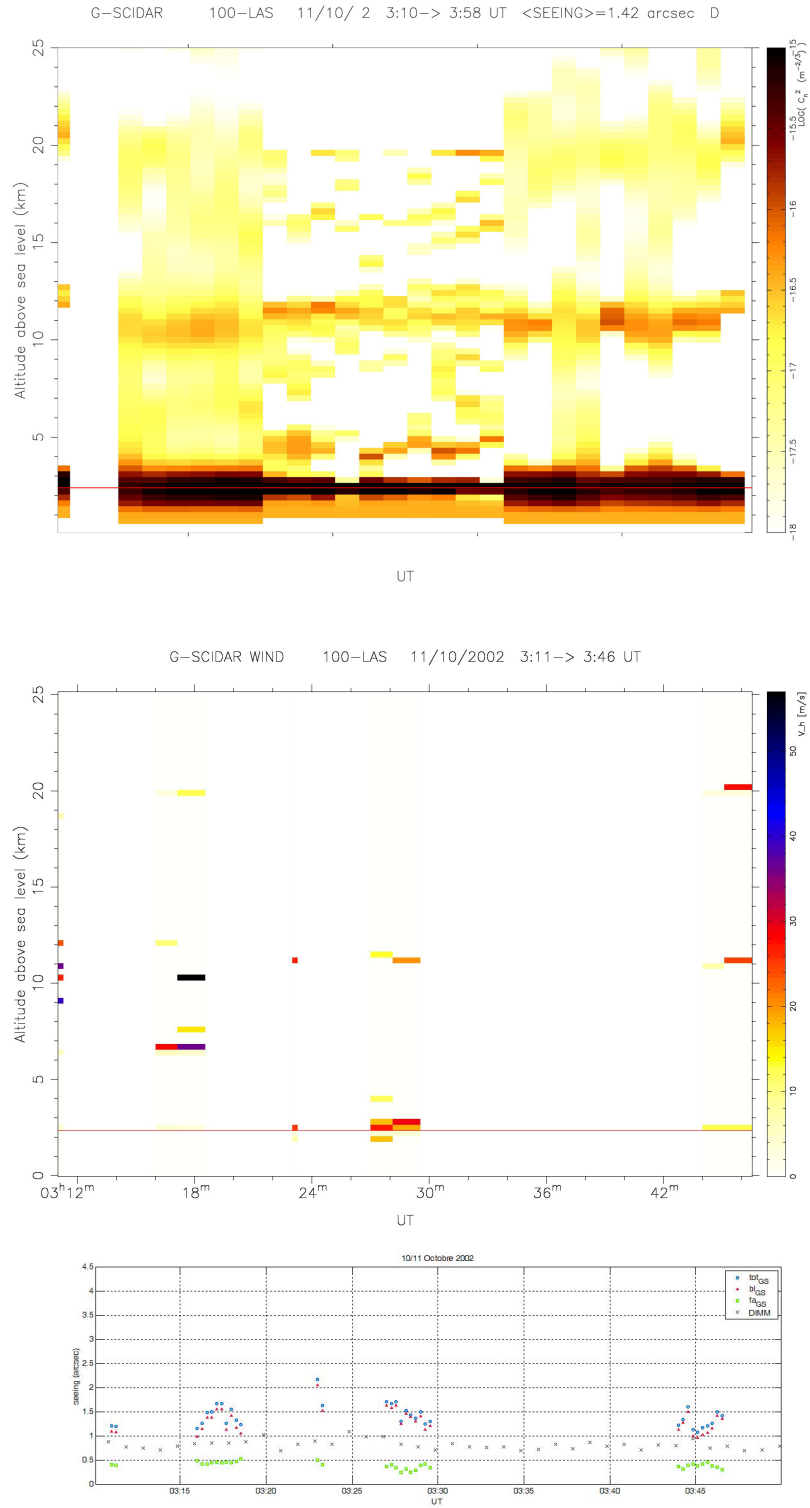


FIG. 3.24 – Nuit du 10/11 Octobre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\epsilon(t)$

TAB. 3.21 – Nuit du 11/12 Octobre 2002 - Figure 3.25

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run422	2	12/Oct/2002	02 :20	zaq11o.000	-1.73	30
Run424	2	12/Oct/2002	02 :29	zaq11o.001	-1.73	30
Run425	20	12/Oct/2002	02 :37	zaq11o.002	-1.73	30
Run426	20	12/Oct/2002	02 :44	zaq11o.003	-1.73	32
Run427	20	12/Oct/2002	02 :50	zaq11o.004	-1.73	32
Run428	20	12/Oct/2002	02 :58	zaq11o.005	-1.73	33
Run429	20	12/Oct/2002	03 :04	zaq11o.006	-1.73	33
Run430	20	12/Oct/2002	03 :10	zaq11o.007	-1.73	33
Run431	2	12/Oct/2002	03 :19	zaq11o.008	-1.73	36
Run432	20	12/Oct/2002	03 :25	zaq11o.009	-1.73	36
Run433	20	12/Oct/2002	03 :35	zaq11o.010	-1.73	36
Run434	20	12/Oct/2002	03 :42	zaq11o.011	-1.73	38
Run435	20	12/Oct/2002	03 :48	zaq11o.012	-1.73	38
Run436	20	12/Oct/2002	03 :59	zaq11o.013	-1.73	42
Run437	20	12/Oct/2002	04 :05	zaq11o.014	-1.73	43
Run438	20	12/Oct/2002	04 :11	zaq11o.015	-1.73	43
Run439	20	12/Oct/2002	04 :20	zaq11o.016	-1.73	46
Run440	20	12/Oct/2002	04 :30	zaq11o.017	-1.73	47
Run441	20	12/Oct/2002	04 :37	zaq11o.018	-1.73	49

TAB. 3.22 – Nuit du 31 Octobre /1 Novembre 2002 - Figure 3.26

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run442	2	1/Nov/2002	06 :15	hip31o.000	-2.90	13
Run443	20	1/Nov/2002	06 :29	hip31o.001	-2.90	20

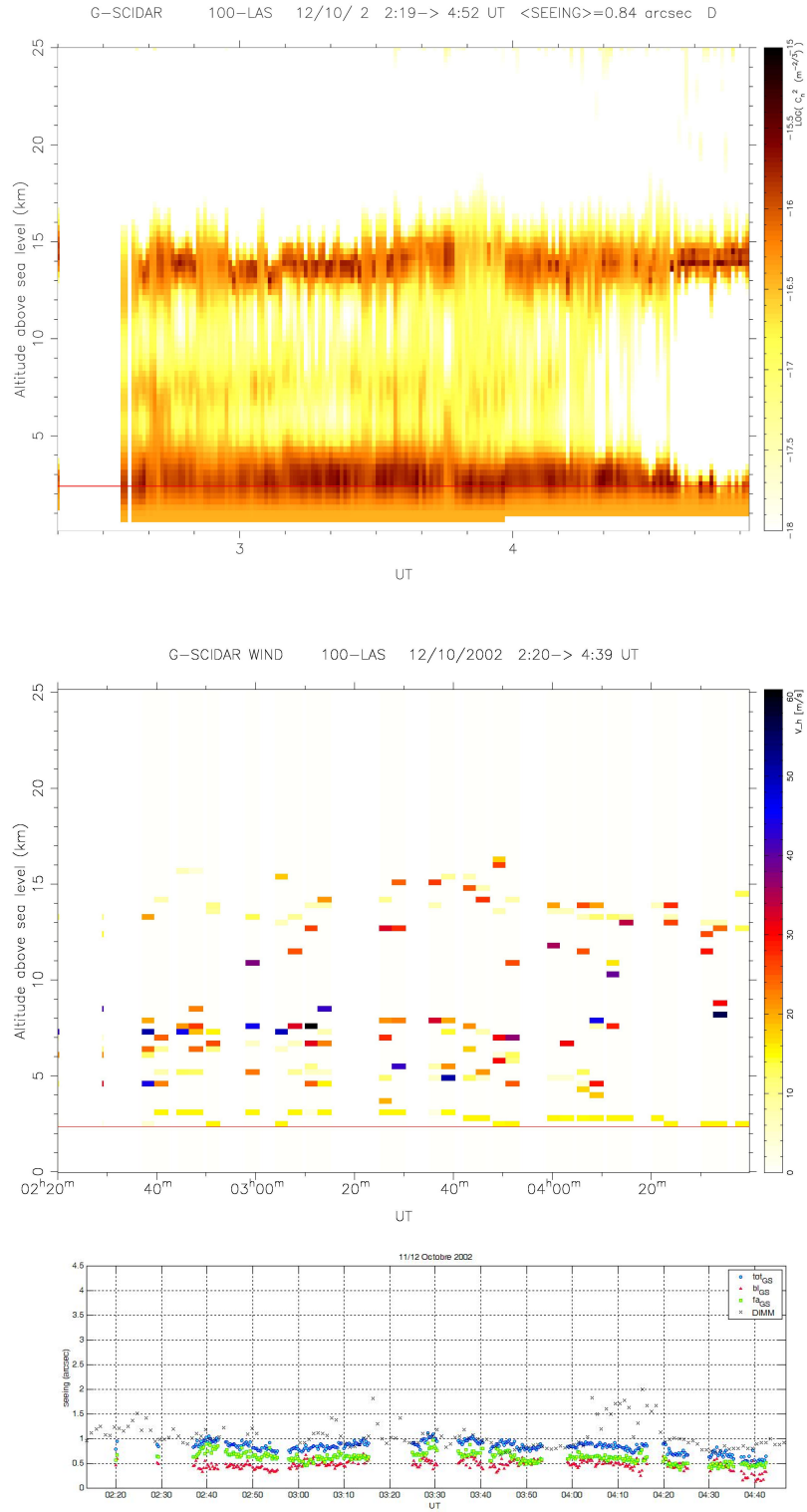


FIG. 3.25 – Nuit du 11/12 Octobre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

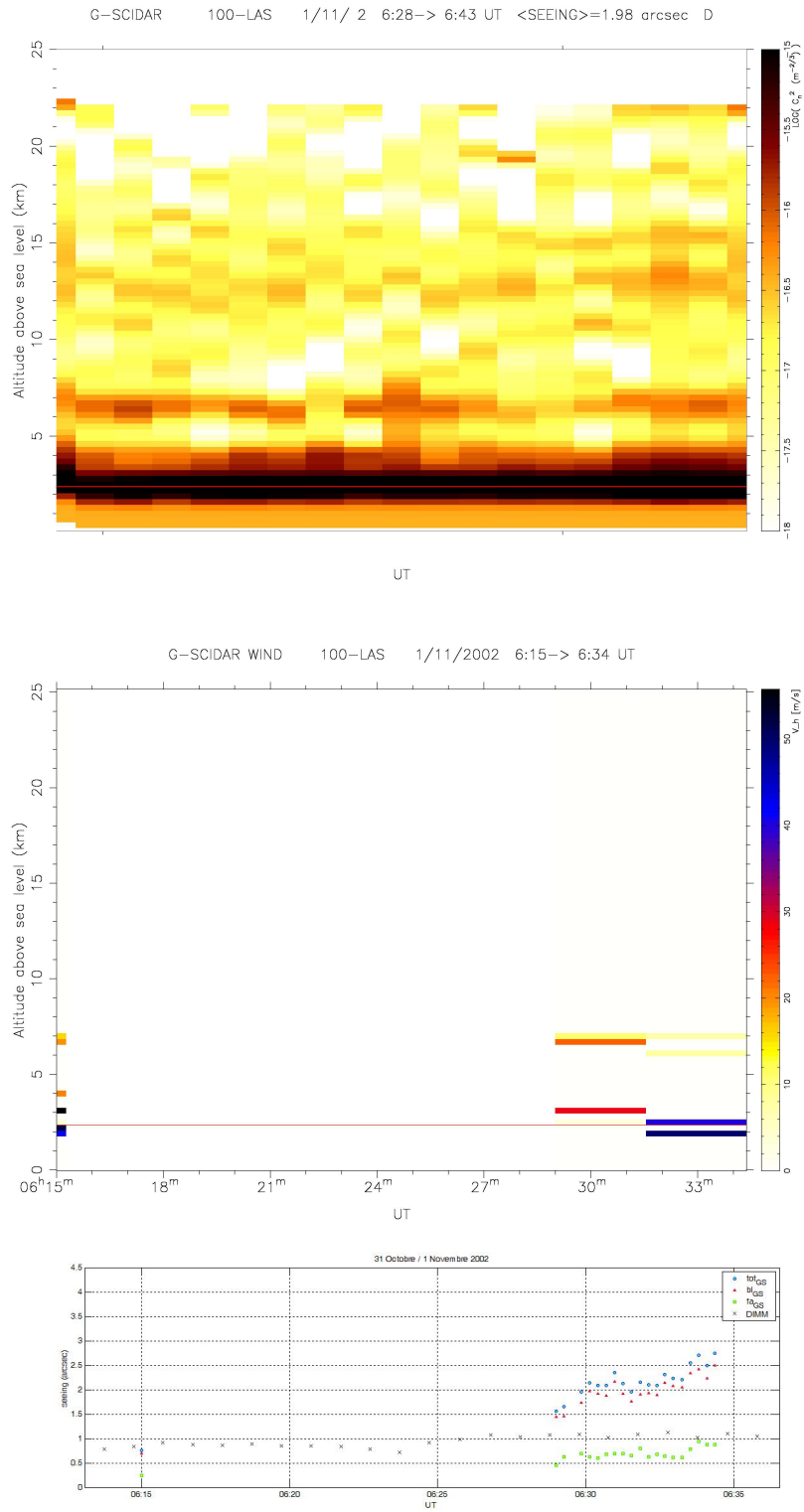


FIG. 3.26 – Nuit du 31 Octobre /1 Novembre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\epsilon(t)$

TAB. 3.23 – **Nuit du 03/04 Novembre 2002** - Figure 3.27

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith (°)
Run444	2	4/Nov/2002	01 :09	zaq03n.000	-1.73	31
Run446	20	4/Nov/2002	01 :19	zaq03n.001	-1.73	31
Run447	20	4/Nov/2002	01 :28	zaq03n.002	-1.73	31
Run448	20	4/Nov/2002	01 :46	zaq03n.003	-1.73	35
Run449	20	4/Nov/2002	01 :55	zaq03n.004	-1.73	35
Run450	20	4/Nov/2002	02 :05	zaq03n.005	-1.73	35
Run451	20	4/Nov/2002	02 :13	zaq03n.006	-1.73	39
Run452	20	4/Nov/2002	02 :21	zaq03n.007	-1.73	39
Run453	20	4/Nov/2002	02 :31	zaq03n.008	-1.73	42
Run454	20	4/Nov/2002	02 :39	zaq03n.009	-1.73	43
Run455	20	4/Nov/2002	02 :49	zaq03n.010	-1.73	45
Run456	20	4/Nov/2002	03 :00	zaq03n.011	-1.73	45
Run457	20	4/Nov/2002	03 :09	zaq03n.012	-1.73	49
Run458	2	4/Nov/2002	04 :44	hip03n.000	-1.73	11
Run461	20	4/Nov/2002	05 :02	hip03n.001	-1.73	11
Run462	20	4/Nov/2002	05 :11	hip03n.002	-1.73	11
Run463	20	4/Nov/2002	05 :21	hip03n.003	-1.73	11
Run464	20	4/Nov/2002	05 :30	hip03n.004	-1.73	13
Run465	20	4/Nov/2002	05 :40	hip03n.005	-1.73	14
Run466	20	4/Nov/2002	05 :50	hip03n.006	-1.73	14
Run467	20	4/Nov/2002	06 :00	hip03n.007	-1.73	17
Run468	20	4/Nov/2002	06 :32	hip03n.008	-1.73	22
Run469	20	4/Nov/2002	07 :24	hip03n.009	-1.73	32
Run470	20	4/Nov/2002	07 :34	hip03n.010	-1.73	34

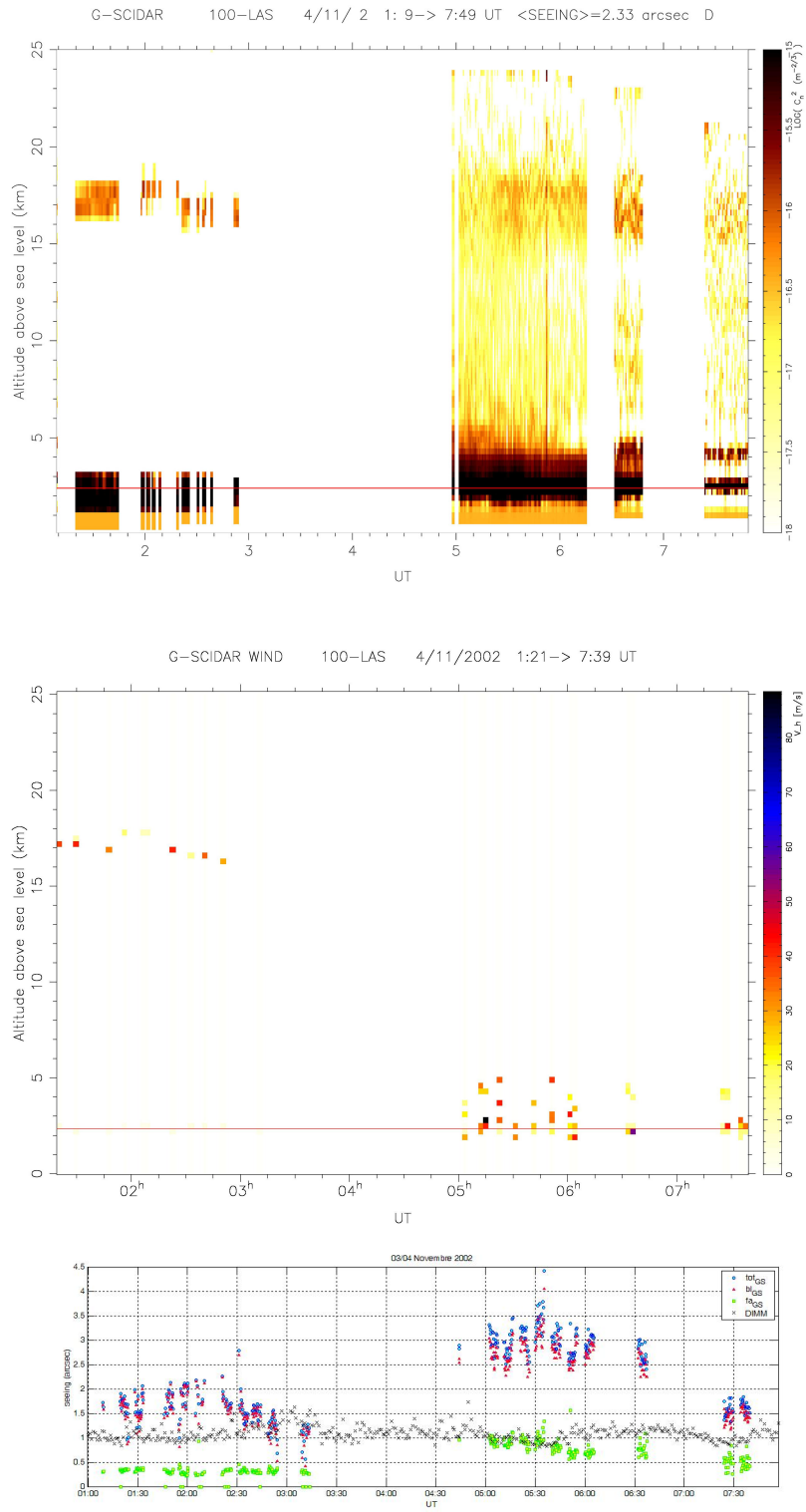


FIG. 3.27 – Nuit du 03/04 Novembre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

TAB. 3.24 – Nuit du 04/05 Novembre 2002 - Figure 3.28

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith ($^{\circ}$)
Run471	2	5/Nov/2002	04 :48	hip04n.000	-1.73	12
Run474	20	5/Nov/2002	05 :05	hip04n.001	-1.73	12
Run475	20	5/Nov/2002	05 :14	hip04n.002	-1.73	12
Run476	20	5/Nov/2002	05 :23	hip04n.003	-1.73	12
Run477	20	5/Nov/2002	05 :33	hip04n.004	-1.73	14
Run478	20	5/Nov/2002	05 :42	hip04n.005	-1.73	14
Run479	20	5/Nov/2002	05 :56	hip04n.006	-1.73	17
Run480	20	5/Nov/2002	06 :06	hip04n.007	-1.73	19
Run481	20	5/Nov/2002	06 :16	hip04n.008	-1.73	21
Run482	20	5/Nov/2002	06 :58	hip04n.009	-1.73	28
Run483	20	5/Nov/2002	07 :08	hip04n.010	-1.73	30
Run484	20	5/Nov/2002	07 :20	hip04n.011	-1.73	32
Run485	20	5/Nov/2002	07 :30	hip04n.012	-1.73	34
Run486	20	5/Nov/2002	07 :40	hip04n.013	-1.73	36
Run487	20	5/Nov/2002	07 :50	hip04n.014	-1.73	38
Run488	20	5/Nov/2002	08 :00	hip04n.015	-1.73	40
Run489	20	5/Nov/2002	08 :09	hip04n.016	-1.73	42
Run490	20	5/Nov/2002	08 :19	hip04n.017	-1.73	44
Run491	20	5/Nov/2002	08 :30	hip04n.018	-1.73	46

TAB. 3.25 – Nuit du 05/06 Novembre 2002 - Figure 3.29

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith ($^{\circ}$)
Run492	2	6/Nov/2002	05 :12	hip05n.000	-1.73	12
Run493	2	6/Nov/2002	05 :39	hip05n.001	-1.73	13
Run494	2	6/Nov/2002	05 :42	hip05n.002	-1.73	13
Run496	2	6/Nov/2002	05 :51	hip05n.003	-1.73	17
Run497	2	6/Nov/2002	05 :55	hip05n.004	-1.73	17
Run498	12	6/Nov/2002	05 :59	hip05n.005	-1.73	18

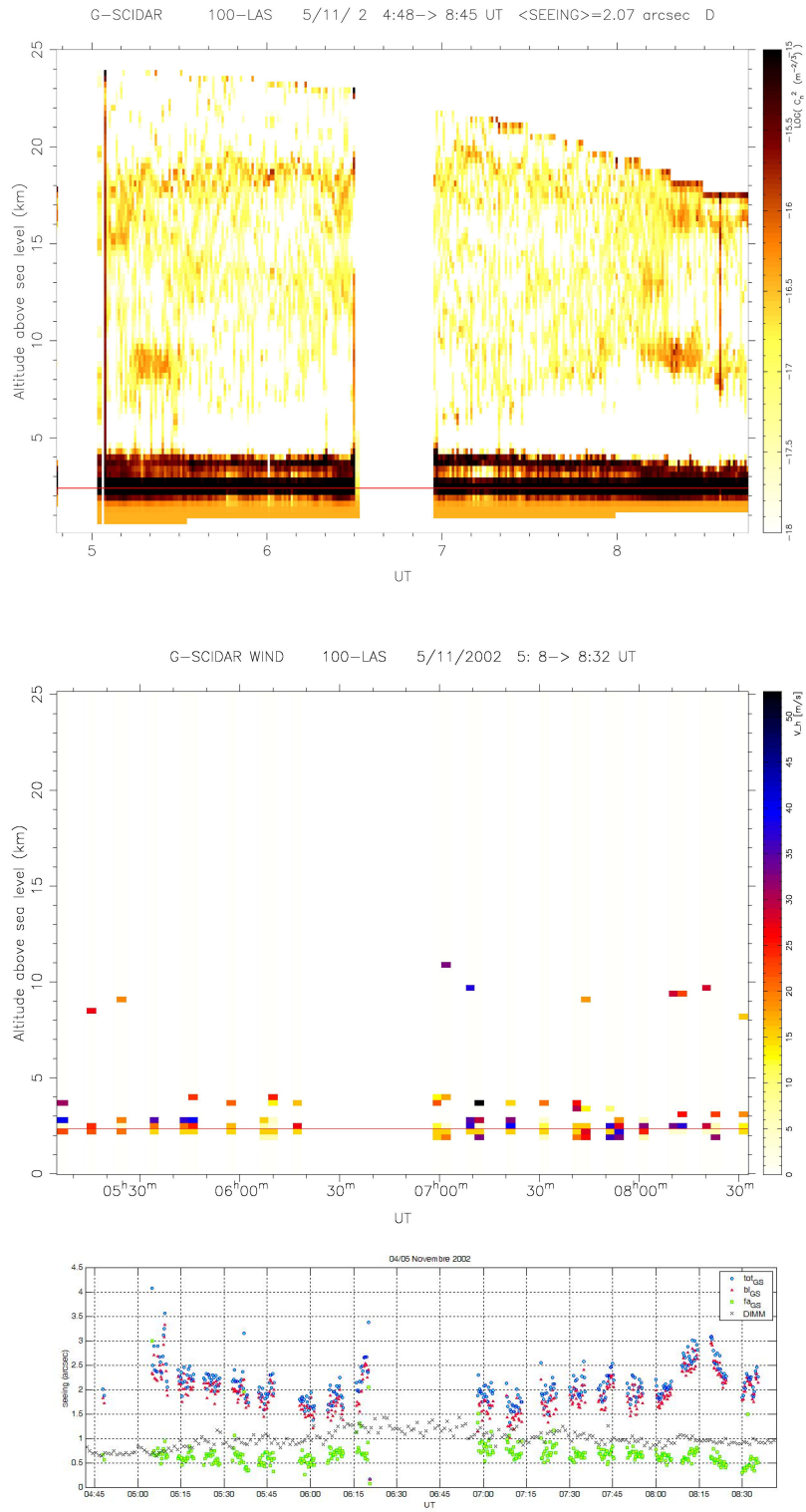


FIG. 3.28 – Nuit du 04/05 Novembre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

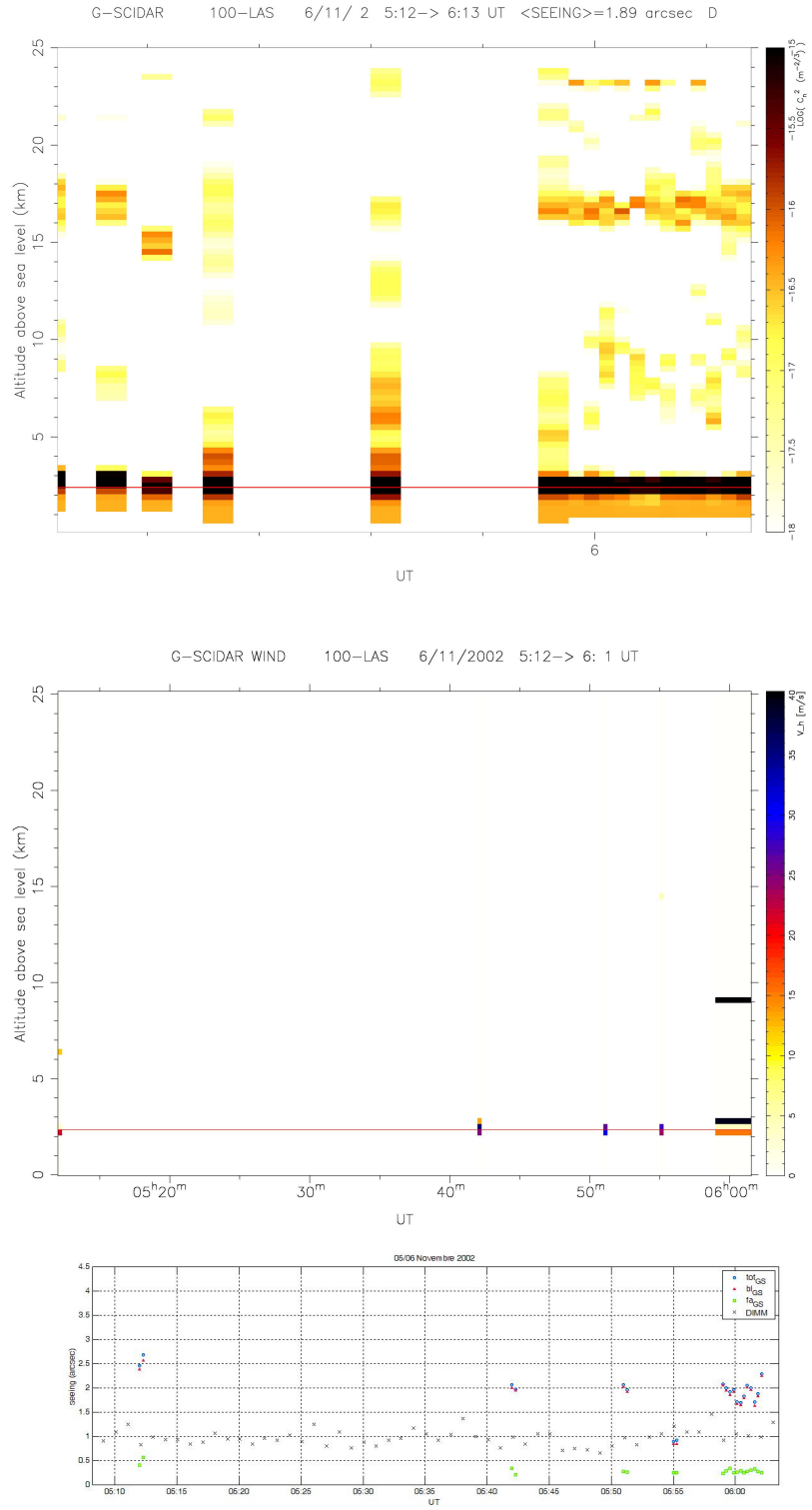


FIG. 3.29 – Nuit du 04/05 Novembre 2002 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

TAB. 3.26 – Nuit du 05/06 Février 2003 - Figure 3.30

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith ($^{\circ}$)
Run513	2	5/Feb/2003	03 :26	hip05f.000	-1.73	50
Run514	2	6/Feb/2003	03 :01	hip05f.001	-1.73	49
Run515	2	6/Feb/2003	03 :22	hip05f.002	-2.90	55
Run516	20	6/Feb/2003	03 :23	hip05f.003	-2.90	56
Run517	20	6/Feb/2003	03 :40	hip05f.004	-2.90	60
Run518	2	6/Feb/2003	03 :46	hip05f.005	-2.90	60
Run519	2	6/Feb/2003	03 :51	hip05f.006	-1.73	62
Run520	2	6/Feb/2003	04 :29	acr05f.000	-1.73	49
Run521	2	6/Feb/2003	04 :37	acr05f.001	-8.72	49
Run522	20	6/Feb/2003	04 :49	acr05f.002	-8.72	47
Run523	20	6/Feb/2003	05 :00	acr05f.003	-8.72	45
Run524	20	6/Feb/2003	05 :10	acr05f.004	-8.72	43
Run525	20	6/Feb/2003	05 :19	acr05f.005	-8.72	42
Run526	20	6/Feb/2003	05 :29	acr05f.006	-8.72	41
Run527	20	6/Feb/2003	05 :38	acr05f.007	-8.72	41
Run528	20	6/Feb/2003	06 :02	acr05f.008	-8.72	40
Run529	20	6/Feb/2003	06 :12	acr05f.009	-8.72	39
Run530	20	6/Feb/2003	06 :23	acr05f.010	-8.72	38
Run531	20	6/Feb/2003	06 :33	acr05f.011	-8.72	37
Run532	2	6/Feb/2003	06 :37	acr05f.012	-8.72	37
Run533	2	6/Feb/2003	06 :41	acr05f.013	-1.73	37
Run534	20	6/Feb/2003	07 :01	acr05f.014	-8.72	36
Run535	20	6/Feb/2003	07 :12	acr05f.015	-8.72	35
Run536	20	6/Feb/2003	07 :22	acr05f.016	-8.72	35
Run537	20	6/Feb/2003	07 :32	acr05f.017	-8.72	34
Run538	20	6/Feb/2003	07 :42	acr05f.018	-8.72	34
Run539	20	6/Feb/2003	07 :51	acr05f.019	-8.72	34
Run540	20	6/Feb/2003	08 :02	acr05f.020	-8.72	34
Run541	20	6/Feb/2003	08 :13	acr05f.021	-8.72	34
Run542	20	6/Feb/2003	08 :22	acr05f.022	-8.72	34
Run543	20	6/Feb/2003	08 :33	acr05f.023	-8.72	34
Run544	2	6/Feb/2003	08 :39	acr05f.024	-8.72	34
Run545	2	6/Feb/2003	08 :41	acr05f.025	-1.73	34

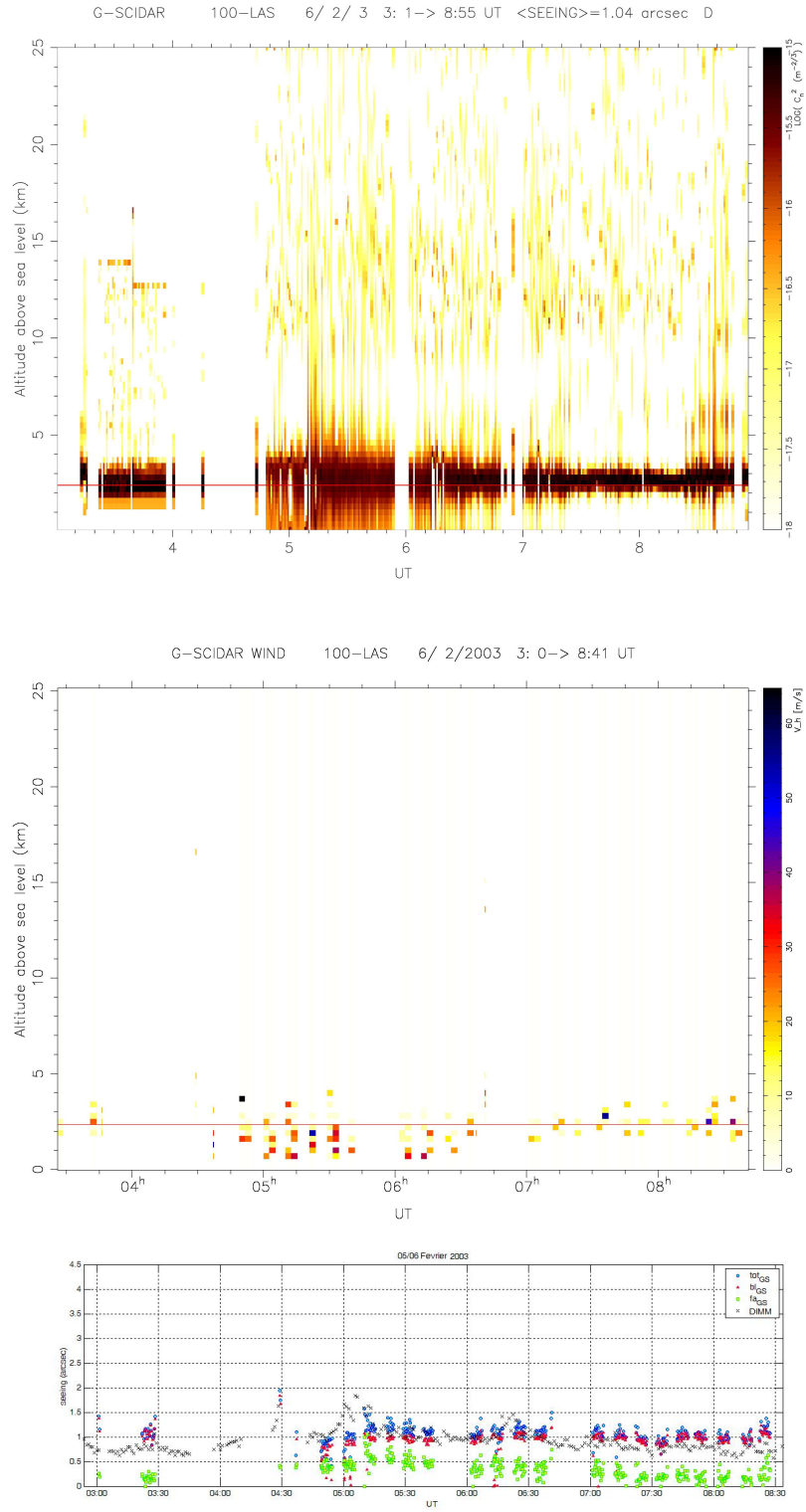


FIG. 3.30 – Nuit du 05/06 Février 2003 : 1 - profils $C_n^2(h,t)$; 2 - profils $V(h,t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

TAB. 3.27 – Nuit du 06/07 Février 2003 - Figure 3.31

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith ($^{\circ}$)
Run547	2	7/Feb/2003	01 :14	hip06f.000	-2.90	32
Run548	20	7/Feb/2003	01 :25	hip06f.001	-2.90	33
Run549	20	7/Feb/2003	01 :36	hip06f.002	-2.90	36
Run550	20	7/Feb/2003	01 :47	hip06f.003	-2.90	38
Run551	11	7/Feb/2000	01 :56	hip06f.004	-2.90	40
Run552	2	7/Feb/2003	02 :40	hip06f.005	-1.73	49
Run553	1	7/Feb/2003	02 :44	hip06f.006	-2.90	49
Run554	10	7/Feb/2003	02 :53	hip06f.007	-2.90	51
Run555	20	7/Feb/2003	03 :07	hip06f.008	-2.90	53
Run556	20	7/Feb/2003	03 :17	hip06f.009	-2.90	55
Run557	2	7/Feb/2003	03 :21	hip06f.010	-2.90	57
Run558	2	7/Feb/2003	03 :23	hip06f.011	-1.73	57
Run559	2	7/Feb/2003	05 :53	acr06f.000	-1.73	40
Run560	2	7/Feb/2003	05 :59	acr06f.001	-8.72	40
Run561	20	7/Feb/2003	06 :09	acr06f.002	-8.72	40
Run562	20	7/Feb/2003	06 :19	acr06f.003	-8.72	39
Run563	20	7/Feb/2003	06 :29	acr06f.004	-8.72	38
Run564	20	7/Feb/2003	06 :40	acr06f.005	-8.72	37
Run565	20	7/Feb/2003	06 :49	acr06f.006	-8.72	37
Run566	20	7/Feb/2003	07 :00	acr06f.007	-8.72	36
Run567	20	7/Feb/2003	07 :12	acr06f.008	-8.72	36
Run568	20	7/Feb/2003	07 :21	acr06f.009	-8.72	35
Run569	20	7/Feb/2003	07 :31	acr06f.010	-8.72	34
Run570	20	7/Feb/2003	07 :40	acr06f.011	-8.72	34
Run571	2	7/Feb/2003	07 :46	acr06f.012	-8.72	34
Run572	2	7/Feb/2003	07 :48	acr06f.013	-1.73	34
Run573	20	7/Feb/2003	08 :01	acr06f.014	-8.72	34
Run574	20	7/Feb/2003	08 :11	acr06f.015	-8.72	34
Run575	20	7/Feb/2003	08 :21	acr06f.016	-8.72	34
Run576	20	7/Feb/2003	08 :32	acr06f.017	-8.72	34
Run577	20	7/Feb/2003	08 :45	acr06f.018	-8.72	34
Run578	20	7/Feb/2003	08 :55	acr06f.019	-8.72	34
Run579	20	7/Feb/2003	09 :10	acr06f.020	-8.72	35
Run580	20	7/Feb/2003	09 :21	acr06f.021	-8.72	35
Run581	20	7/Feb/2003	09 :30	acr06f.022	-8.72	36

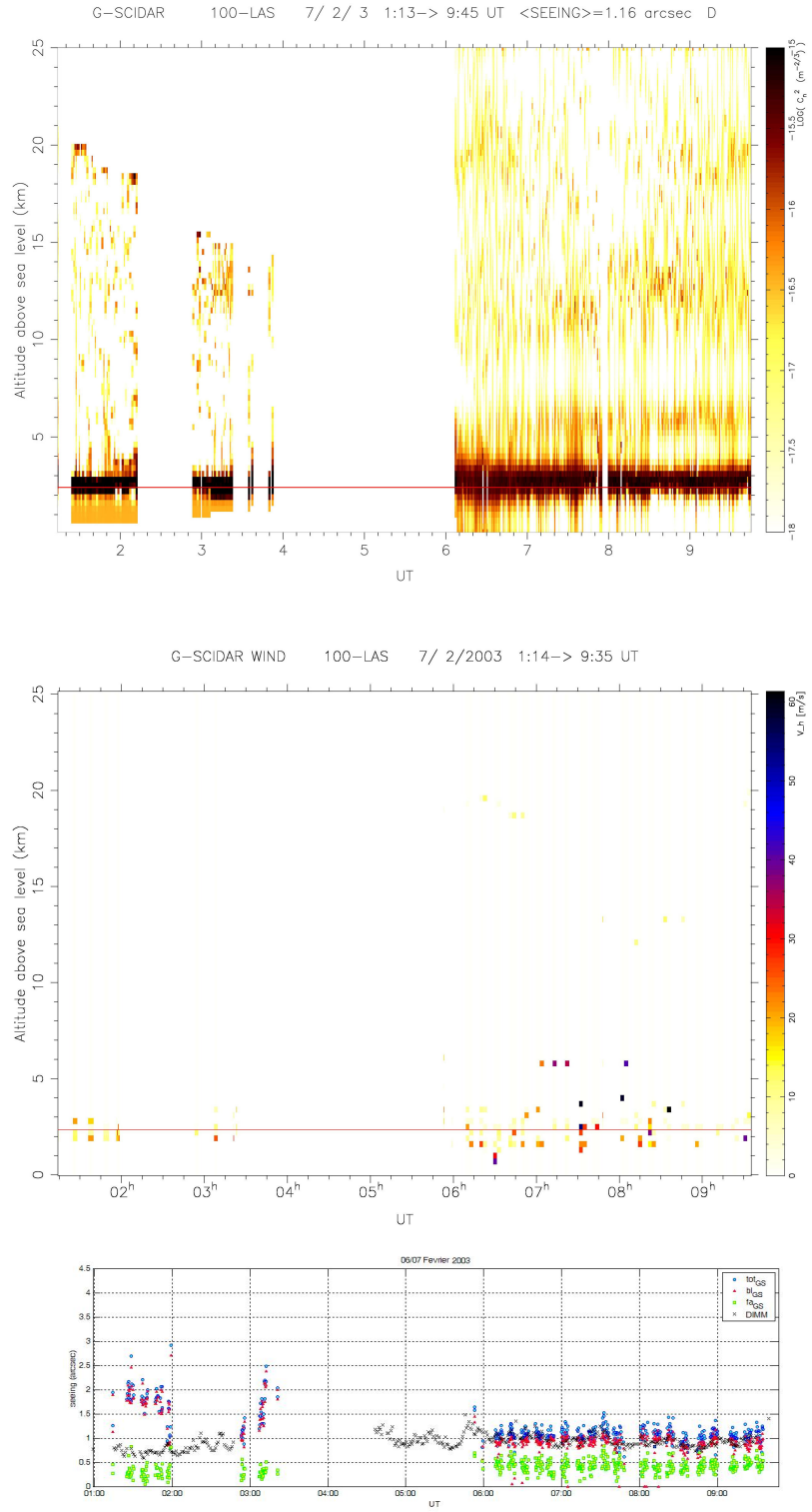


FIG. 3.31 – Nuit du 06/07 Février 2003 : 1 - profils $C_n^2(h,t)$; 2 - profils $V(h,t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

TAB. 3.28 – Nuit du 07/08 Février 2003 - Figure 3.32

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith ($^{\circ}$)
Run591	20	8/Feb/2003	02 :16	hip07f.000	-2.90	44
Run592	20	8/Feb/2003	02 :29	hip07f.001	-2.90	47
Run593	2	8/Feb/2003	02 :35	hip07f.002	-2.90	48
Run594	2	8/Feb/2003	02 :37	hip07f.003	-1.73	48
Run595	20	8/Feb/2003	02 :47	hip07f.004	-2.90	50
Run596	20	8/Feb/2003	02 :57	hip07f.005	-2.90	52
Run597	20	8/Feb/2003	03 :09	hip07f.006	-2.90	54
Run598	20	8/Feb/2003	03 :18	hip07f.007	-2.90	56
Run599	2	8/Feb/2003	03 :24	hip07f.008	-2.90	57
Run600	2	8/Feb/2003	03 :26	hip07f.009	-1.73	58
Run601	2	8/Feb/2003	05 :09	acr07f.000	-1.73	44
Run602	2	8/Feb/2003	05 :15	acr07f.001	-8.72	44
Run603	20	8/Feb/2003	05 :28	acr07f.002	-8.72	43
Run604	20	8/Feb/2003	05 :38	acr07f.003	-8.72	42
Run605	20	8/Feb/2003	05 :49	acr07f.004	-8.72	41
Run606	20	8/Feb/2003	05 :58	acr07f.005	-8.72	40
Run607	20	8/Feb/2003	06 :09	acr07f.006	-8.72	40
Run608	20	8/Feb/2003	06 :19	acr07f.007	-8.72	38
Run609	20	8/Feb/2003	06 :28	acr07f.008	-8.72	38
Run610	20	8/Feb/2003	06 :37	acr07f.009	-8.72	37
Run611	20	8/Feb/2003	06 :46	acr07f.010	-8.72	37
Run612	2	8/Feb/2003	06 :52	acr07f.011	-8.72	36
Run613	2	8/Feb/2003	06 :54	acr07f.012	-1.73	36
Run614	20	8/Feb/2003	07 :02	acr07f.013	-8.72	36
Run615	20	8/Feb/2003	07 :11	acr07f.014	-8.72	35
Run616	20	8/Feb/2003	07 :20	acr07f.015	-8.72	35
Run617	20	8/Feb/2003	07 :29	acr07f.016	-8.72	34
Run618	20	8/Feb/2003	07 :38	acr07f.017	-8.72	34
Run619	20	8/Feb/2003	07 :46	acr07f.018	-8.72	34
Run620	20	8/Feb/2003	07 :55	acr07f.019	-8.72	34
Run621	20	8/Feb/2003	08 :04	acr07f.020	-8.72	34
Run622	20	8/Feb/2003	08 :13	acr07f.021	-8.72	34
Run623	20	8/Feb/2003	08 :23	acr07f.022	-8.72	34
Run624	2	8/Feb/2003	08 :29	acr07f.023	-8.72	34
Run625	2	8/Feb/2003	08 :57	acr07f.024	-8.72	35
Run626	2	8/Feb/2003	08 :59	acr07f.025	-1.73	35

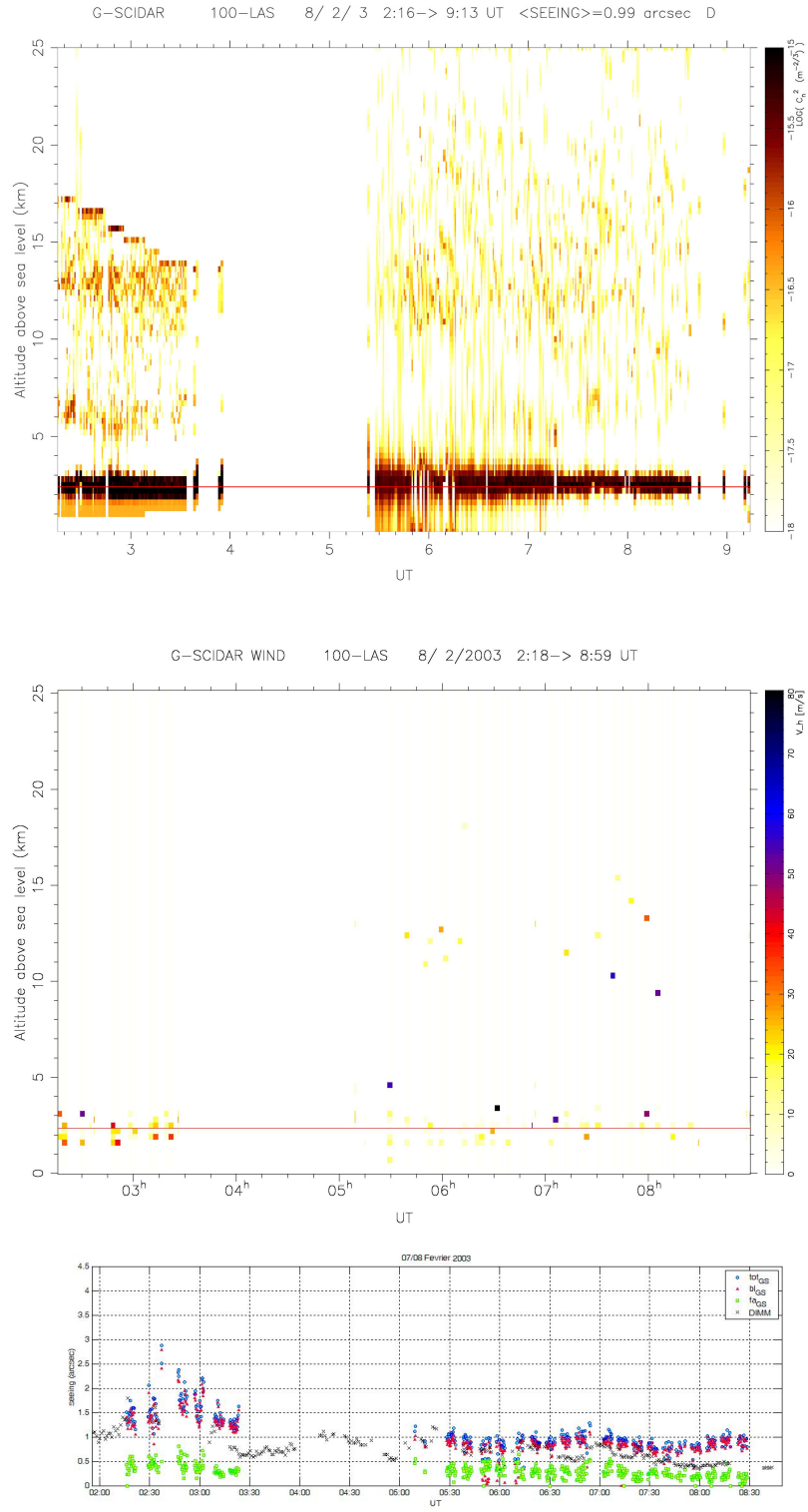


FIG. 3.32 – Nuit du 07/08 Février 2003 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\epsilon(t)$

TAB. 3.29 – Nuit du 08/09 Février 2003 - Figure 3.33

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith ($^{\circ}$)
Run627	2	9/Feb/2003	01 :06	hip08f.000	-1.73	33
Run628	2	9/Feb/2003	01 :08	hip08f.001	-2.90	33
Run629	20	9/Feb/2003	01 :18	hip08f.002	-2.90	34
Run630	20	9/Feb/2003	01 :27	hip08f.003	-2.90	36
Run631	20	9/Feb/2003	01 :37	hip08f.004	-2.90	38
Run632	20	9/Feb/2003	01 :46	hip08f.005	-2.90	39
Run633	20	9/Feb/2003	01 :55	hip08f.006	-2.90	41
Run634	2	9/Feb/2003	01 :58	hip08f.007	-2.90	43
Run635	2	9/Feb/2003	02 :01	hip08f.008	-1.73	43
Run636	20	9/Feb/2003	02 :12	hip08f.009	-2.90	44
Run637	20	9/Feb/2003	02 :21	hip08f.010	-2.90	46
Run638	20	9/Feb/2003	02 :30	hip08f.011	-2.90	48
Run639	20	9/Feb/2003	02 :39	hip08f.012	-2.90	50
Run640	20	9/Feb/2003	02 :48	hip08f.013	-2.90	52
Run641	2	9/Feb/2003	02 :54	hip08f.014	-2.90	54
Run642	2	9/Feb/2003	02 :57	hip08f.015	-1.73	54
Run643	2	9/Feb/2003	03 :00	hip08f.016	-1.73	55
Run644	2	9/Feb/2003	03 :02	hip08f.017	-2.90	55
Run645	2	9/Feb/2003	05 :02	acr08f.000	-1.73	44
Run646	2	9/Feb/2003	05 :04	acr08f.001	-8.72	44
Run647	20	9/Feb/2003	05 :14	acr08f.002	-8.72	44
Run648	20	9/Feb/2003	05 :23	acr08f.003	-8.72	43
Run649	20	9/Feb/2003	05 :33	acr08f.004	-8.72	42
Run650	20	9/Feb/2003	05 :43	acr08f.005	-8.72	41
Run651	20	9/Feb/2003	05 :52	acr08f.006	-8.72	40
Run652	20	9/Feb/2003	06 :02	acr08f.007	-8.72	39
Run653	20	9/Feb/2003	06 :11	acr08f.008	-8.72	38
Run654	20	9/Feb/2003	06 :21	acr08f.009	-8.72	38
Run665	20	9/Feb/2003	07 :56	acr08f.010	-8.72	33
Run666	20	9/Feb/2003	08 :07	acr08f.011	-8.72	33
Run667	20	9/Feb/2003	08 :15	acr08f.012	-8.72	33
Run668	20	9/Feb/2003	08 :24	acr08f.013	-8.72	32
Run669	20	9/Feb/2003	08 :30	acr08f.014	-8.72	32
Run670	2	9/Feb/2003	08 :36	acr08f.015	-8.72	32
Run671	2	9/Feb/2003	08 :38	acr08f.016	-1.73	31

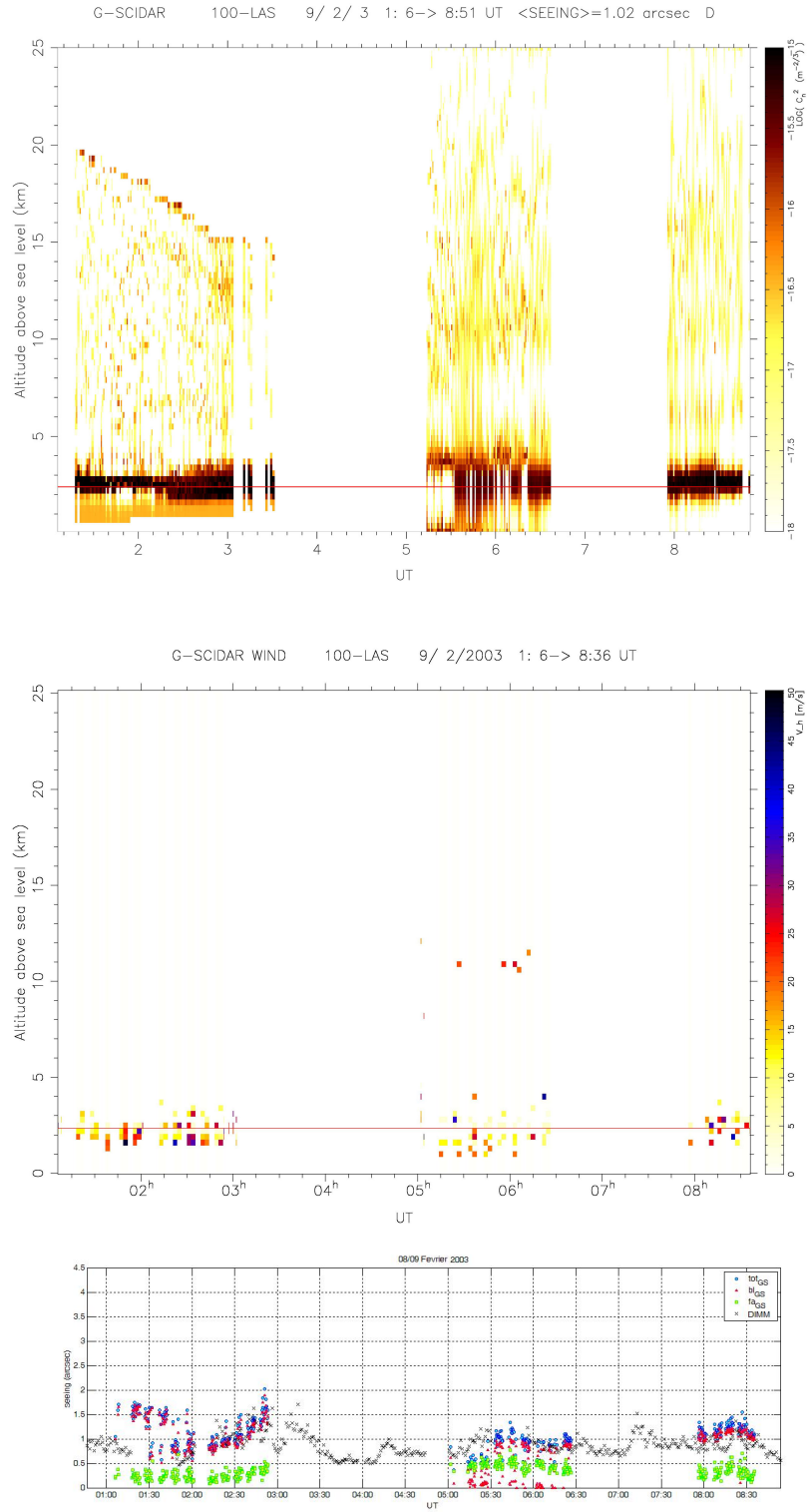


FIG. 3.33 – Nuit du 08/09 Février 2003 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\varepsilon(t)$

TAB. 3.30 – Nuit du 09/10 Février 2003 - Figure 3.34

Run	Nb of sets	DD/MM/YYYY	hh :mm UT	File name	$h_{gs}(km)$	Angle from zenith ($^{\circ}$)
Run672	2	10/Feb/2003	01 :01	hip09f.001	-1.73	32
Run673	2	10/Feb/2003	01 :03	hip09f.002	-2.90	32
Run674	20	10/Feb/2003	01 :13	hip09f.003	-2.90	33
Run675	20	10/Feb/2003	01 :22	hip09f.004	-2.90	36
Run676	20	10/Feb/2003	01 :31	hip09f.005	-2.90	37
Run677	20	10/Feb/2003	01 :41	hip09f.006	-2.90	39
Run678	20	10/Feb/2003	01 :50	hip09f.007	-2.90	41
Run679	2	10/Feb/2003	01 :56	hip09f.008	-2.90	43
Run680	2	10/Feb/2003	01 :58	hip09f.009	-1.73	44
Run681	20	10/Feb/2003	02 :08	hip09f.010	-2.90	44
Run682	20	10/Feb/2003	02 :18	hip09f.011	-2.90	46
Run683	20	10/Feb/2003	02 :28	hip09f.012	-2.90	48
Run684	20	10/Feb/2003	02 :37	hip09f.013	-2.90	50
Run685	20	10/Feb/2003	02 :46	hip09f.014	-2.90	52
Run686	2	10/Feb/2003	02 :48	hip09f.015	-2.90	54
Run687	2	10/Feb/2003	02 :54	hip09f.016	-1.73	54
Run688	2	10/Feb/2003	04 :32	acr09f.000	-1.73	49
Run689	2	10/Feb/2003	04 :36	acr09f.001	-8.72	49
Run690	20	10/Feb/2003	04 :50	acr09f.002	-8.72	46
Run691	20	10/Feb/2003	05 :01	acr09f.003	-8.72	45
Run692	20	10/Feb/2003	05 :11	acr09f.004	-8.72	44
Run693	20	10/Feb/2003	05 :21	acr09f.005	-8.72	43
Run694	20	10/Feb/2003	05 :31	acr09f.006	-8.72	41
Run695	20	10/Feb/2003	05 :40	acr09f.007	-8.72	41
Run696	20	10/Feb/2003	05 :50	acr09f.008	-8.72	40
Run697	20	10/Feb/2003	05 :58	acr09f.009	-8.72	39
Run698	20	10/Feb/2003	06 :08	acr09f.010	-8.72	39
Run699	20	10/Feb/2003	06 :18	acr09f.011	-8.72	38
Run700	2	10/Feb/2003	06 :24	acr09f.012	-8.72	37
Run701	2	10/Feb/2003	06 :27	acr09f.013	-1.73	37
Run702	9	10/Feb/2003	06 :33	acr09f.014	-8.72	20

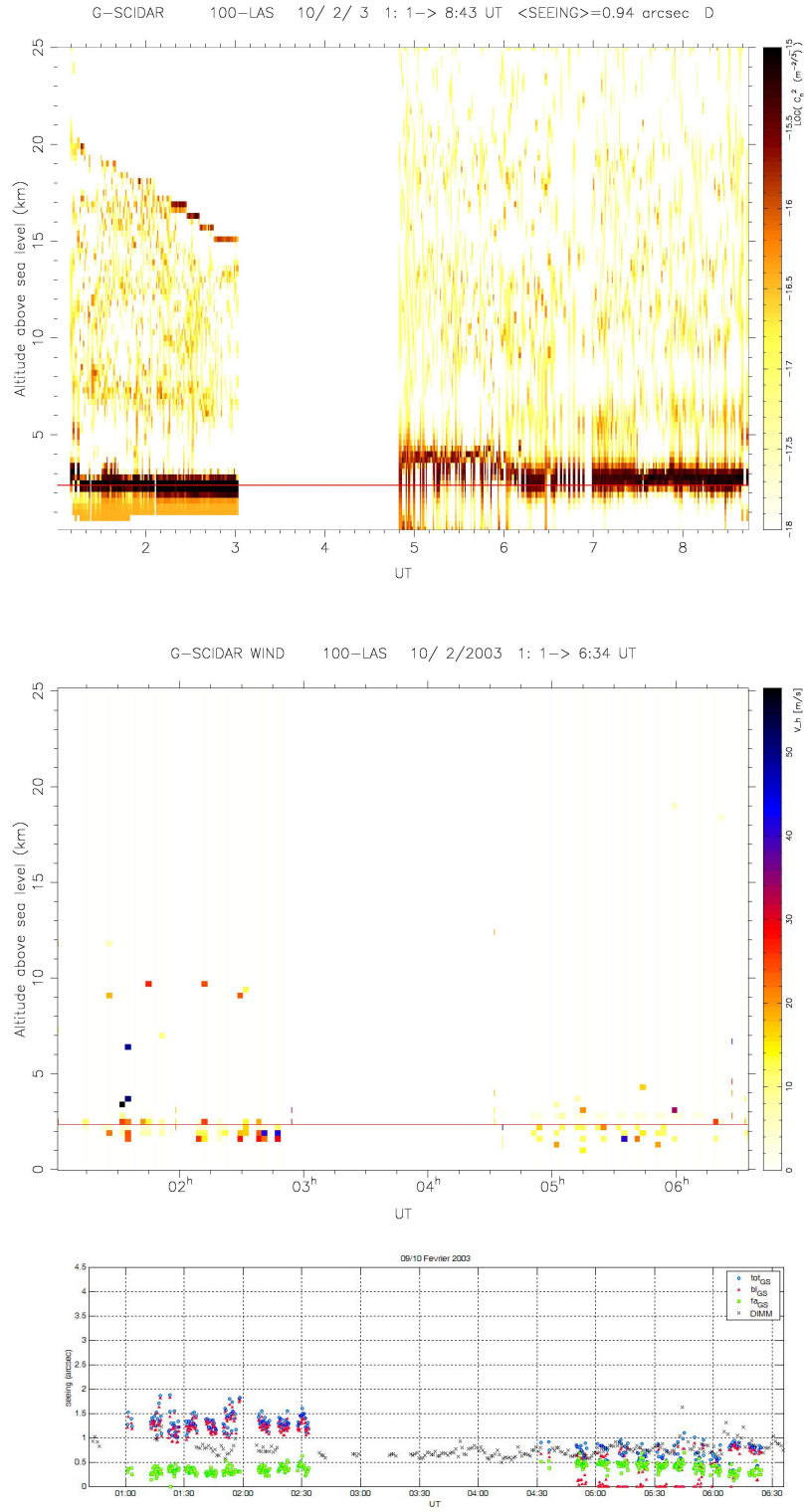


FIG. 3.34 – Nuit du 09/10 Février 2003 : 1 - profils $C_n^2(h, t)$; 2 - profils $V(h, t)$; 3 - seeing $\epsilon(t)$

Bibliographie

- [Agabi, 2006] Agabi, A., Aristidi, E., Azouit, M., Fossat, E., Martin, F., **Sadibekova, T.**, Vernin, J., Ziad, A., *First whole atmosphere nighttime seeing measurements at Dome C, Antarctica* Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 118, 344-348, 2006.
- [Aristidi, 2003] Aristidi, E., Agabi, A., Vernin, J., Azouit, M., Martin, F., Ziad, A., Fossat, E., *First daytime seeing monitoring at Dome C*, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 73, 23, 2003
- [Aristidi, 2005a] Aristidi, E., Agabi, Azouit, M., A., Fossat, E., Vernin, J., Travouillon, T., Lawrence, J. S., Meyer, C., Storey, J. W. V., Halter, B., Roth, W. L., Walden, V., *An analysis of temperatures and wind speeds above Dome C, Antarctica*, Astronomy and Astrophysics, 430, 739-746, 2005
- [Aristidi, 2005b] Aristidi, E., Agabi, A., Fossat, E., Azouit, M., Martin, F., **Sadibekova, T.**, Travouillon, T., Vernin, J., Ziad, A., *Site testing in summer at Dome C, Antarctica*, Astronomy and Astrophysics, 444, 651-659, 2005.
- [Avila, 1997] Avila, R., Vernin, J., Masciadri, E., *Whole atmospheric-turbulence profiling with Generalized SCIDAR*, Appl. Opt. 36, p.7898, 1997.
- [Avila, 2001] Avila, R., Vernin, J., Sanchez, L., *Atmospheric turbulence and wind profiles monitoring with Generalized SCIDAR*, Astronomy and Astrophysics, 369, p.364, 2001.
- [Azouit, 2005] Azouit, M., Vernin, J. *Optical turbulence profiling with balloons relevant to astronomy and atmospheric physics*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 117, 536-543, 2005.
- [A.F. de Baas, 1991] A.F. de Baas, M. Sarazin, *The Temperature Structure Fonction for Complex Terrain*, VIII Symposium on Turbulent Shear Flows, Munich, September 9-11, 1991.
- [Bufton, 1972] Bufton, J. L., Minott, P. O., Fitzmaurice, M. W., Titterton, P. J., *Measurements of Turbulence Profiles in the Troposphere*, J. Opt. Soc. Am., Volume 62, p. 1068-1070, 1972

- [Bougeault, 1995] P. Bougeault, C. D. Hui, B. Fleury, and J. Laurent, *Investigation of seeing by means of an atmospheric mesoscale numerical simulation*, Appl. Opt. 34, 3481, 1995
- [Caccia, 1987] Caccia, J.L., Azouit, M., Vernin, J., *Wind and C_n^2 profiling by single-star scintillation analysis*, Applied Optics (ISSN 0003-6935), vol. 26, April 1, p. 1288-1294., 1987
- [Carrasco, 2005] Carrasco, E., Avila, R., Carraminana, A., *High-Altitude Wind Velocity at Sierra Negra and San Pedro Mártir*, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Volume 117, Issue 827, pp. 104-110, 2005
- [Coulman, 1985] Coulman, C., Ann.Rev.Astronomy and Astrophysics, 23, 1985
- [Coulman, 1986] Coulman, C., Andre, J.-C., Lacarrere, P., Gillingham, P. R., *The observation, calculation, and possible forecasting of astronomical seeing*, Astronomical Society of the Pacific, Publications, vol.98, p. 376-387. 1986
- [Coulman, 1988] Coulman, C., Vernin, J., Coqueugniot, Y., Caccia, J. Appl.Opt., 27, 155 1988
- [Dierickx, 1992] Dierickx, P., *Optical performances of large ground-based telescopes*, Journal of Modern Optics, 1992, **39**, 3, 569-588.
- [Di Folco, 2003] di Folco, E., Koehler, B., Kervella, P., Sarazin, M., Coude du Foresto, V., Schoeller, M., Wittkowski, M., *Atmospheric and internal turbulence measured on the Very Large Telescope Interferometer with VINCI*, Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 1115-1126, 2003
- [Ehgamberdiev, 2000] Ehgamberdiev, S.A., Baijumanov, A.K., Ilyasov, S.P., Sarazin, M., Tillayev, Y.A., Tokovinin, A.A., Ziad A., *The astroclimate of Maidanak Observatory in Uzbekistan*, Astronomy and Astrophysics, Suppl. Ser. , 145, 293-304
- [Fried, 1966] Fried, D.L., *Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures*, J. Opt. Soc. Amer. 56,1372-9, 1966
- [Fried, 1976] D.L. Fried ; *Imaging through the atmosphere* ; SPIE **75** p.20, 1976
- [Frisch, 1996] U. Frisch ; *TURBULENCE, the legacy of A.N.Kolmogorrov*. Cambridge University Press
- [Fuchs, 1995] Fuchs, A. Ph.D. thesis,UNSA,1995

-
- [Fuchs, 1998] Fuchs, A., Tallon, M., Vernin, J., *Focusing on a Turbulent Layer : Principle of the "Generalized SCIDAR"*, PASP, Vol. 110, Iss. 743, pp. 86-91, 1998
- [Garcia-Lorenzo, 2005] Garcia-Lorenzo, B., Fuensalida, J.J., Muñoz-Tuñón C., Mendizabal, E., *Astronomical site ranking based on tropospheric wind statistics*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 356, Issue 3, pp. 849-858, 2005
- [Grec, 1980] Grec, G., Fossat, E., and Pomerantz M., *Solar seismology : full disk observations from the geographic south pole*, Nature, 288, 541, 1980
- [Habib, 2005] Habib, A., et al., Comptes Rendus Acad. Sci. Paris 3, 385, 2005
- [Habib, 2006] Habib, A., et al., MNRAS 368, 1456, 2006
- [Hansen, 1994] Hansen, Ch.,P.,*Regularization Tools. A Matlab Package for Analysis and Solution of Discrete Ill-POSEd Problems*, The software described in this report is published in Numerical Algorithms 6, p. 1-35, 1994. (Last revision September 2001)
- [INTAS 96-0367] Characterization of Maidanak Observatory among the Major International Ground-based Astronomical Facilities of the Future., INTAS 96-0367 Final Report, 2000
- [IPEV, 2003] Raport d'activité, Institut Polaire Paul Emile Victor, 2003
- [IPEV, 2005] Report of 5th Summer Campaign at Dome C : 26 November 2004, 04 February 2005
- [Johnston, 2002] Johnston, R.A., Dainty, Ch., Wooder, N.J., Lane, R.G., *Generalized scintillation detection and ranging results obtained by use of a modified inversion technique*, APPLIED OPTICS, Vol. 41, No. 32, 6768- 6772, 2002
- [Kellerer, 2005] Kellerer, A., Agabi, A., Aristidi, E., Coudé Du Foresto, V., **Sadibekova, T.**, Sarazin, M., *Interferometric measurements at Dome C, Antarctica*, Sf2A, Conference Series, 2005, p. 69, 2005
- [Kolmogorov, 1941] Kolmogorov, A.N., *Local structure of turbulence in incompressible fluids with very high Reynolds number*, Dokl. Akad. Nauk, SSSR, 30, 299-303, 1941
- [Kolmogorov, 1941] Kolmogorov, A.N., *On degeneration of isotropic turbulence in an incompressible viscous liquid*, Dokl. Akad. Nauk, SSSR, 31, 538-541, 1941.
- [Kolmogorov, 1941] Kolmogorov, A.N., *Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence*, Dokl. Acad. Nauk, SSSR, 32, 19-21, 1941.

- [Lawrence, 2004] Lawrence, J., Ashley, M.C.B., Tokovinin, A., Travouillon, T., *Exceptional astronomical seeing conditions above Dome C in Antarctica*, Nature, 431, 278-281, 2004.
- [Luers, 1997] Luers, J.K., *Temperature Error of the Vaisala RS90 Radiosonde*, 14, 1520-1532, 1997.
- [Marks, 1996] Marks, R., Vernin, J., Azouit, M., Briggs, J.W., Burton, M.G., Ashley, M.C.B., Manigault, J.F., *Antarctic site testing - microthermal measurements of surface-layer seeing at the South Pole*, Astronomy and Astrophysics, 118, 385-390, 1996
- [Marks, 1999] Marks, R., Vernin, J., Azouit, M., Manigault, J.F., Clevelin, C., *Measurement of optical seeing on the high Antarctic plateau*, Astronomy and Astrophysics, 134, 161, 1999.
- [Marks, 2002] Marks, R., *Astronomical seeing from the summits of the Antarctic plateau*, Astronomy and Astrophysics, 385, 328-336, 2002
- [Masciadri, 1999] Masciadri, E., Vernin, J., Bougeault, P., Astronomy and Astrophysics, Suppl.Ser., 137, 185, 1999
- [Masciadri, 2001] Masciadri, E., Vernin, J., Bougeault, P., Astronomy and Astrophysics, 365, 699, 1999
- [Moore, 2006a] Moore, A., Aristidi, E., Ashley, M., Busso, M., Candidi, M., Everett, J., Kenyon, S., Lawrence, J., Luong-Van, D., Phillips, A., Le Roux, B., Ragazzoni, R., Salinari, P., Storey, J., Taylor, M., Tosti, G., Travouillon, T., *The Gattini cameras for optical sky brightness measurements in Antarctica*, Ground-based and Airborne Telescopes, Proceedings of SPIE, Vol. 6267, 62671N, 2006
- [Moore, 2007] Moore, A. et al., Proceedings of ARENA meeting, Roscoff, 2006
- [Mosser, 2007] Mosser and Aristidi 2007
- [Muñoz-Tuñón, 1997] Muñoz-Tuñón C., Vernin J., Varela A.M., *Night-time image quality at Roque de Los Muchachos Observatory*, Astronomy and Astrophysics SS, 125 :183-197, 1997
- [Obukhov, 1949] Obukhov, A.M., Izv. Acad. Nauk, SSSR, Ser. Geograph. Geophys., 13, 58, 1949.
- [Porceddu, 2002] Porceddu I., Buffa F., Ortolani S., Zitelli V., *The Galileo telescope at ORM : site characterization*, ASP Conf. Ser., 266, eds Vernin et al. , p.432, 2002

-
- [Prieur, 2001] Prieur, J.-L., Daigne, G., Avila, R., *SCIDAR measurements at Pic du Midi*, Astronomy and Astrophysics, v.371, p.366-377, 2001
- [Prieur, 2004] Prieur, J.-L., Avila, R., Daigne, G., Vernin, J., *Automatic Determination of Wind Profiles with Generalized SCIDAR*, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Volume 116, Issue 822, pp. 778-789, 2004
- [Rocca, 1974] Rocca, A., Roddier, F., Vernin, J., *Detection of atmospheric turbulent layers by spatiotemporal and spatioangular correlation measurements of stellar-light scintillation*, J. Opt. Soc. Am. A 64, pp. 1000-1004, 1974
- [Roddier, 1977] Roddier, C., Vernin, J., *Relative contribution of upper and lower atmosphere to integrated refractive-index profiles*, Applied Optics, Vol.16, p. 2252, 1977
- [Roddier, 1981] Roddier, F., *The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy*, Progress in Optics, 19, p. 281, 1981
- [Sadibekova, 2006] **Sadibekova, T.**, Fossat, E., Genthon, Ch., Krinner, G., Aristidi, E., Agabi, K., Azouit, M., *On the atmosphere for astronomers above Dome C, Antarctica*, Antarctic Science, Cambridge University Press, 18, 437-444, 2006
- [Sadibekova, 2003] **Sadibekova, T.** *Le vent à haute altitude au Dôme C en Antarctique*, Memoire de stage de DEA, Université de Nice en 2003
- [Sarazin, 1990] Sarazin, M., Roddier, F., Astronomy and Astrophysics, 227, 294, 1990
- [Sarazin, 2001] Sarazin, M., Tokovinin, A., *Beyond Conventional Adaptive Optics*, ESO Conference and Workshop Proceedings 58, 2001
- [Sarazin, 2005a] Sarazin, M., **Sadibekova, T.**, *Site Considerations for the Next Generation of Optical Arrays : Mid-latitude Sites versus Antarctica*, Technology roadmap for future interferometric facilities, JENAM 2005, Liège, Belgium
- [Sarazin, 2006a] Sarazin, M., Graham, E., Kurlandczyk, H., *FriOWL : A Site Selection Tool for the European Extremely Large Telescope (E-ELT) Project*, The Messenger 125, ESO, September 2006
- [Schwarz, 1978] Schwarz, U. J., *Mathematical-statistical Description of the Iterative Beam Removing Technique (Method CLEAN)*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 65, p. 345, 1978
- [Smout, 2000] Smout, R., Elms, J., Lyth, D., Nash, J., *New technology in upperair observations. Met Office report 2000*, Beaufort Park, South Road, Easthampstead, Wokingham RG40 3DN UK, 2000

- [Swain, 2006] Swain, M.R., Gallée, H., *Antarctic Boundary Layer Seeing*, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Volume 118, Issue 846, pp. 1190-1197, 2006
- [Tatarski, 1967] Tatarski, V.I., *Wave propagation in a turbulent medium*, Nauka, Moscow, 1967
- [Tokovinin, 1997] Tokovinin, A., *Study of the SCIDAR concept for adaptive optics applications* ESO document, VLT-TRE-UNI-17416-003, March 1997
- [Tokovinin, 1998] Tokovinin, A., *Analysis of single-star profilers (ESO document, VLT-TRE-UNI-17416-008*, 24 May 1998
- [Tokovinin, 2002] Tokovinin, A., *Measurement of seeing and atmospheric time constant by differential scintillations*, J.Appl. Optics, V. 41, No. 6, p. 957-964, 2002
- [Travouillon, 2002] Travouillon, T., Ashley, M., Burton M., Calisse, P., Everet, J., Lawrence, J., Storey J., *Some Antarctic site testing results*, SF2A, Paris, 2002
- [Trinquet, 2006] Trinquet, H., Vernin, J., *A model to forecast seeing and estimate C_n^2 profiles from meteorological data*, 2006
- [Vernin, 1979] Vernin, J., *La scintillation des étoiles comme diagnostic a distance de la turbulence atmospherique*, Ph.D. thesis,UNSA, 1979
- [Vernin, 1983] Vernin, J., Azouit, M., Journal of Optics, 14, 5, 1983
- [Vernin, 2006a] Vernin, J., Chadid, M., Aristidi, E., Azouit, M., **Sadibekova, T.**, Trinquet, H., *Single Star Scidar first light from Dome C*, XXVIth IAU General Assembly, 2006
- [Vernin, 2006b] Vernin, J. et al., Proceedings of ARENA meeting, Roscoff, 2006
- [VLT WB 1998] *The VLT White Book*, Publisher : European Southern Observatory (ESO), 1998
- [Wendler, 1992] Wendler, G., Andre, J-C., Pettre, P., Gosink, J., Parish., T., *Katabatic winds in Adelie coast, in Antarctic Meteorology and Climatology : Studies based on Automated Weather Stations*, Antarctic Research Series, 61 :23-46, 1992
- [Wilson, 2002] Wilson, R.W., *SLODAR : measuring optical turbulence altitude with a Shack-Hartmann wavefront sensor*, MNRAS, V. 337, Issue 1, pp. 103-108.
- [Yaglom, 1949] Yaglom A.M., Dokl. Akad. Nauk, SSSR, 69, 743, 1949

[ELT Site Evaluation Report, 2006] *ELT Site Evaluation Working Group Final Report*, 13 April
2006, ESO 2006